

**Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken  
unter dem Einfluß von Hyperschallflug-typischen  
Eintrittsstörungen**

**DISTRIBUTION STATEMENT A**  
Approved for Public Release  
Distribution Unlimited

**Norbert R. Schmid**

**20041112 042**

**BEST AVAILABLE COPY**



**Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken  
unter dem Einfluß von Hyperschallflug-typischen  
Eintrittsstörungen**

von der  
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik  
der Universität der Bundeswehr München

zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von  
Dipl.-Ing. Norbert R. Schmid

1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Leonhard Fottner  
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Hans Rick

Tag der Einreichung: 14. Juni 2000  
Tag der Annahme: 5. August 2000  
Tag der Promotion: 8. August 2000

AQ FOS-01-0054

### Vorwort:

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München. Mein aufrichtiger Dank gilt dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Leonhard Fottner, der die Anregung zu der Themenstellung gab. Seine stete Diskussionsbereitschaft, die fortwährende Unterstützung und die zahlreichen wertvollen Hinweise sowie der gewährte fachliche und persönliche Freiraum machten diese Arbeit erst möglich.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans Rick danke ich für die Übernahme des Korreferates und die langjährige Begleitung meiner Arbeit im Rahmen des DFG-Sonderforschungsbereiches 255, aus der viele hilfreiche Anmerkungen hervorgingen. Durch seine Vorlesungen an der TU-München wurde mein Interesse am bearbeiteten Themengebiet bereits als Student geweckt.

Ich danke allen Mitarbeitern des Instituts herzlich für die nette, kollegiale, freundschaftliche und stets diskussionshungrige Atmosphäre. Besonders hervorheben möchte ich die Unterstützung der Arbeit durch die "Mitglieder des CFD-Büros" Jan-Erik Müller, Thomas Hildebrandt und Markus Kampitsch sowie durch meine Kollegen Carsten Schwarz, Dirk C. Leinhos, Thomas Peters, Sabine Ardey und Herrn Dr. Peter Müller. Mein spezieller Dank gilt der Mannschaft des Technischen Personals, den Herrn Ehrlich, Lorz, Hampel und Pfaffinger, ohne die meine experimentellen Untersuchungen zum Scheitern verurteilt gewesen wären. Die präzise Fertigung von Bauteilen und das perfekte Zusammenspiel bei der Durchführung der Versuche verdienen hohe Anerkennung.

Den Mitarbeitern des Instituts für Luftfahrttechnik der UniBw München und des Lehrstuhls für Flugantriebe der TU-München danke ich für die erfolgreiche Kooperation im Rahmen des SFB 255 und für die Diskussion der Ergebnisse.

Ich danke der Deutschen Forschungsgesellschaft DFG für die finanzielle Förderung des Sonderforschungsbereiches 255.

Meinen Eltern gebührt innigster Dank für ihre Liebe und Geduld und für das Ermöglichen des Studiums. Besonders bedanken möchte ich mich bei meiner Freundin Manu und meinen engen Freunden für die Geborgenheit in ihrem Umfeld und ihren kompromißlosen persönlichen Rückhalt nicht nur während der Dauer dieser Arbeit.



---

## **Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter dem Einfluß von Hyperschallflug-typischen Eintrittsstörungen**

### Übersicht

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß von Eintrittsstörungen auf das stationäre Leistungs- und Betriebsverhalten des Turboteils von luftatmenden Kombinationsantrieben für Hyperschallflugsysteme untersucht.

Der Einlaufkanal eines derartigen Antriebs muß zu jedem Zeitpunkt der Flugmission einen vorgegebenen Luftmassenstrom bei möglichst hohem Druckrückgewinn zur Verfügung stellen. Aufgrund des weiten Machzahlbereichs einer Hyperschall-Flugmission sind sowohl der Überschall- als auch der Unterschallbereich des Einlaufes mit variabler Geometrie ausgelegt. Die wegen des Stoßsystems im Überschallteil und wegen des oft komplex geformten Unterschalldiffusors entstehenden Strömungsinhomogenitäten gleichen sich in ihrem weiteren Verlauf nicht mehr aus und führen zu Störungen des Strömungsfeldes in der Eintrittsebene des nachgeschalteten Turbostrahltriebwerks. Das Leistungsverhalten der Turbokomponente wird dadurch reduziert; das wird in experimentellen Untersuchungen nachgewiesen und quantifiziert.

Den Triebwerksmessungen am dafür ausgewählten Versuchsträger, dem Zweiwellen-Zweikreis-Turbostrahltriebwerk LARZAC 04 C5, gehen umfangreiche experimentelle und numerische Untersuchungen des Strömungsfeldes im Inneren des Unterschalldiffusors des Einlaufkanals voraus, um einen genauen Einblick in die Entstehungsmechanismen der Störungen zu bekommen. Die Geometrievorgaben des aus dem SÄNGER Projekt abgeleiteten Referenzsystems HTSM des DFG-Sonderforschungsbereiches 255 und des Technologieträgers HYTEX 5.6 dienen als Grundlage zur Erstellung eines skalierten Modells des Diffusors, der in die Meßstrecke eines geschlossenen Windkanals integriert ist. Innerhalb dieser Anordnung können durch die Variation der Zuströmbedingungen aus der Flugenveloppe entnommene Mach- und Reynoldszahlkombinationen gewährleistet werden. Das Strömungsfeld innerhalb des Diffusors wird von einer Ablösung im Bereich der Kanaldecke dominiert, die mit Sekundärströmungserscheinungen interferiert, welche durch die komplexe Krümmung der Kanalwände initiiert werden. Das Strömungsfeld am Austritt des Diffusors ist von starken Inhomogenitäten im Totaldruck gekennzeichnet, die von einem Wirbel überlagert werden. Dieser erstreckt sich in etwa über einen Radius der Austrittsebene. Je nach Einbaulage der Turbostrahltriebwerke entsteht eine Störung in Form von Mit- oder Gegendrall in bezug auf die Rotationsrichtung des ersten Verdichters.

Diese Ergebnisse dienen als Datenbasis für den Entwurf eines Störsimulators, der das vorgegebene Störungsbild über den gesamten Betriebsbereich des Versuchsträgers bei ausreichender mechanischer Sicherheit in der Triebwerkeintrittsebene nachbildet. Die von geeignet geformten Störsieben erzeugten Totaldruckstörungen werden mit dem abgehenden Wirbel eines angestellten, halben Deltaflügels im Einlaufkanal des LARZAC 04 überlagert. Die Konstruktion der Anordnung erlaubt es, das Triebwerk sowohl mit Mitdrall als auch mit Gegendrall zu beaufschlagen.

Unter diesen Eintrittsstörungen werden neben den stationären Leistungsdaten des Triebwerks auch das Kennfeld und das Betriebsverhalten des Niederdruckverdichters experimentell bestimmt. Das kennzeichnende Ergebnis dieser Untersuchungen ist ein starker Abfall der Triebwerksleistung bei gleichzeitiger Erhöhung des spezifischen Brennstoffverbrauchs, wofür sich in erster Linie die Verschlechterung von Druckverhältnis und Wirkungsgrad des Niederdruckverdichters verantwortlich zeigt. Die Eintrittsstörungen verursachen einen erheblichen Verlust an Pumpgrenzenabstand im Kennfeld des NDV, wobei vor allem die Störform mit Gegendrall zu einer erhöhten Belastung der Beschaukelung führt. Die Unterschiede zwischen den beiden Drehrichtungen des Eintrittsdralls können in den Verläufen der Totaltemperatur im Niederdruckverdichteraustritt deutlich hervorgehoben werden. Die Eintrittsstörungen sind für Hyperschallantriebe typisch, aufgrund ihrer Entstehung im Unterschalldiffusor und ihrer Struktur aus Totaldruck- und Drallstörung mit Eintrittsstörungen aus Unter- und Überschalleinläufen vergleichbar. Somit sind die Ergebnisse der Triebwerksmessungen auf ähnliche, nicht in Hyperschallantriebe integrierte Turbostrahltriebwerke übertragbar. Der Druckverlust des Störsimulators und die durch die Eintrittsstörungen veränderten Komponentenkennfelder des Triebwerks dienen als Eingabegrößen für ein Leistungssyntheseprogramm zur Simulation des Turboteils des Kombinationstriebwerks. Die damit rechnerisch ermittelten Verluste im TriebwerkLeistungsverhalten entsprechen in guter Übereinstimmung denen des Experiments. Mit den im Versuch bestimmten Änderungen in Schub und spezifischem Brennstoffverbrauch wurde zudem die Mission des Hyperschall-Transportsystems nachgerechnet und somit der Einfluß der Eintrittsstörungen auf die Flugleistung bestimmt.

Die Ergebnisse der Modellmessungen des Unterschalldiffusors werden mit Strömungsfeldrechnungen dreier 3D Navier-Stokes Strömungslöser verglichen und ein Rechenverfahren ausgewählt. Mit Hilfe dieses validierten Verfahrens werden neue Kriterien zur Gestaltung von Einlaufkanälen erarbeitet, um nahezu ungestörte Zuströmbedingungen für das Turboteil von Hyperschall-Kombinationsantrieben gewährleisten zu können.

---

1	Einleitung und Problemstellung.....	1
2	Zum Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter dem Einfluß von Eintrittsstörungen.....	5
2.1	Über- und Hyperschalleinläufe, Entstehung von Eintrittsstörungen .....	5
2.2	Störparameter von Eintrittsstörungen.....	6
2.3	Stationäres Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter dem Einfluß von Eintrittsstörungen und weiterführende Untersuchungen .....	8
3	Untersuchungen am Modellwindkanal BLASIUS .....	10
3.1	Auswahl des Versuchsträgers.....	10
3.2	Aufbau des Modellwindkanals BLASIUS .....	13
3.3	Strömungsbeeinflussung mittels Rampenveränderung und Störkörper .....	13
3.3.1	Absenkung der Rampe .....	13
3.3.2	Beeinflussung der Zuströmungsgrenzschicht .....	14
3.4	Meßtechnik.....	15
3.4.1	Ölanstrichbilder.....	15
3.4.2	Strömungsfeldtraversierung mittels Fünflochsonden.....	16
3.5	Strömungsfelduntersuchungen in der Austrittsebene des Einlaufdiffusors.....	18
3.5.1	Versuch 1: Strömungsfeld ohne Absenkung der Rampe; ohne Grenzschichtbeeinflussung.....	19
3.5.2	Versuche 2, 2a: Strömungsfeld ohne Absenkung der Rampe; mit Grenzschichtbeeinflussung.....	21
3.5.3	Versuch 3: Strömungsfeld mit abgesenkter Rampe; ohne Grenzschichtbeeinflussung.....	22
3.5.4	Versuch 4: Strömungsfeld mit abgesenkter Rampe; mit Grenzschichtbeeinflussung.....	22
4	Entwicklung des Störsimulators für den Triebwerksversuch.....	23
4.1	Strömungsfeld hinter angestellten Deltaflügeln .....	24
4.2	Entwurf des Störsimulators, numerische Voruntersuchung .....	24
4.3	Festigkeit des Störsimulators .....	27
4.4	Einbau, Ansteuerung und Meßtechnik .....	31
4.5	Versuchsdurchführung und Ergebnisse der Strömungsfeldtraversierung .....	32
5	Versuchstechnik der Triebwerksversuchsanlage (TVA).....	35
5.1	Zweiwellen-Zweikreis-Turbostrahltriebwerk LARZAC 04 C5 an der TVA .....	35
5.2	Instrumentierung .....	37
5.2.1	Niederfrequente Instrumentierung .....	37
5.2.2	Hochfrequente Instrumentierung.....	38
5.3	Datenerfassung und Versuchssteuerung.....	39
5.4	Datenverarbeitung der Triebwerksmessungen .....	40
5.5	Ermittlung triebwerksspezifischer Kenngrößen bei inhomogener Zuströmung.....	41

---

5.5.1	Bestimmung des mittleren Totaldrucks am Eintritt des NDV .....	41
5.5.2	Bestimmung des mittleren Totaldrucks am Austritt des NDV .....	42
5.5.3	Bestimmung der mittleren Totaltemperatur am Austritt des NDV .....	43
5.6	Drosselvorrichtungen der Verdichter .....	45
5.7	Versuchsdurchführung und Meßprogramm .....	46
6	Triebwerksmessungen mit für Hyperschallantriebe typischen Eintrittsstörungen .....	47
6.1	Stationäres Betriebsverhalten des Niederdruckverdichters: Kennfelddarstellung .....	48
6.1.1	Druckverhältnis über dem Massenstrom .....	49
6.1.2	Wirkungsgrad über dem Massenstrom .....	52
6.1.3	Pumpgrenze bei transientser Eintrittsstörung .....	52
6.2	Totaltemperaturverläufe im Austritt des Niederdruckverdichters .....	53
6.2.1	Radial gemittelte Verläufe der Totaltemperaturen im NDV-Austritt .....	53
6.2.2	Radial aufgelöste Verläufe der Totaltemperaturen im NDV-Austritt .....	57
6.3	Stationäres Leistungsverhalten des Triebwerks LARZAC 04 .....	58
6.3.1	Bestimmung globaler Leistungsparameter .....	59
6.3.2	Vergleich mit Leistungssyntheserechnungen .....	62
6.3.3	Auswirkungen auf das Hyperschall-Gesamtsystem .....	63
7	Verbesserung der Diffusorgeometrie mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation .....	64
7.1	Theoretische Grundlagen .....	65
7.2	Modellierung der Turbulenz .....	66
7.3	Netzgenerierung und Randbedingungen .....	69
7.3.1	Netzgenerierung .....	69
7.3.2	Rand- und Anfangsbedingungen .....	70
7.4	Beschreibung der eingesetzten Rechenverfahren .....	71
7.4.1	TASCflow .....	71
7.4.2	TRACE-S .....	72
7.4.3	FINE/Turbo .....	73
7.5	Vergleichsrechnungen und Validierung der Verfahren anhand Modellmessungen .....	74
7.5.1	Ergebnisse von TASCflow .....	75
7.5.2	Ergebnisse von TRACE-S .....	75
7.5.3	Ergebnisse von FINE/Turbo .....	76
7.5.4	Auswahl von FINE/Turbo, Vergleich unterschiedlicher Turbulenzmodelle .....	77
7.6	Ergebnisse der numerischen Simulation modifizierter Kanalgeometrien .....	78
7.6.1	Änderung der Rampenstellung; Betriebspunkt $Ma=2.0$ .....	79
7.6.2	Modifikation der Kanalgeometrie, $Ma=2.9$ : Kanalstreckung .....	80
7.6.3	Modifikation der Kanalgeometrie, $Ma=2.9$ : Querschnittsflächen / Streckung .....	81
8	Empfehlungen für weiterführende Arbeiten .....	84
9	Zusammenfassung .....	86
10	Literaturverzeichnis .....	88
11	Tabellen und Abbildungen .....	101

**Bezeichnungen**

Größen und Symbole:

$a$	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
$b_s$	[g/kN·s]	auf den Schub bezogener Brennstoffverbrauch
$c$	[m/s]	Geschwindigkeit im ruhenden Absolutsystem
$c$	[J/(kg K)]	spezifische Wärmekapazität
$c_p$	[J/(kg K)]	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$f$	[Hz]	Frequenz
$h$	[J/kg]	spezifische Enthalpie
$k_F$	[-]	Korrekturfaktor für den Triebwerksschub
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
$l$	[m]	Länge
$l_t$	[m]	turbulentes Längenmaß
$m$	[kg]	Masse
$\dot{m}$	[kg/s]	Massenstrom
$n$	[1/min]	Drehzahl
$n_{red}$	[%]	relative reduzierte Drehzahl
$p$	[Pa]	Druck
$r$	[m]	Radius
$t$	[s]	Zeit
$u$	[m/s]	Umfangsgeschwindigkeit
$w$	[m/s]	Geschwindigkeit im bewegten Relativsystem
$x, y, z$	[m]	Position, Lauflänge
$x_{ijk}$	[m]	kartesische Koordinate
$y$	[-]	Stellgröße (z.B. Drosselstellung am Triebwerk)
$A$	[m <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche
$DC$	[-]	distortion coefficient (Totaldruckkoeffizient)
$F_s$	[N]	Schub
$F$	[N]	Kraft
$H$	[m]	Flughöhe
$K$	[-]	Sondenkenngroße der Fünflochsonde
$L$	[m]	Bezugslänge
$Ma$	[-]	Machzahl
$Ma_{sep}$	[-]	Separations-Machzahl für die Stufentrennung
$Pr$	[-]	Prandtl-Zahl

## VIII

## Bezeichnungen

QDTt	[-]	Totaltemperaturquotient
R	[-]	Radius
R	[J/(kg·K)]	spezifische Gaskonstante
Re	[-]	Reynoldszahl
SC	[-]	swirl coefficient (Wirbelkoeffizient)
SFC	[g/kN·s]	Specific Fuel Consumption
S <sub>l</sub>	[-]	Streckungsfaktor für Kanallänge
S <sub>h</sub>	[kg/m·s <sup>3</sup> ]	Quellterm in Enthalpiegleichung
T	[K]	Temperatur
V <sub>t</sub>	[m/s]	turbulentes Geschwindigkeitsmaß
$\dot{V}$	[m <sup>3</sup> /s]	Volumenstrom
$\alpha, \beta$	[°]	Strömungswinkel der Absolutströmung
$\alpha_{\Delta}$	[°]	Anstellwinkel des Deltaflügels
$\delta$	[°]	Diffusoröffnungswinkel
$\delta_{ij}$	[-]	Kronecker-Symbol
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
$\eta$	[-]	Wirkungsgrad
$\kappa$	[-]	Isentropenexponent
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\phi$	[°]	Winkel
$\sigma$	[N/mm <sup>2</sup> ]	mechanische Spannung
$\sigma_w$	[N/mm <sup>2</sup> ]	Wechselspannung
$\omega$	[-]	Kreisfrequenz
$\zeta$	[-]	Verlustbeiwert
$\mu$	[kg/m·s]	dynamische Viskosität (laminar)
$\mu_t$	[kg/m·s]	Wirbelviskosität (turbulent)
$\Pi$	[-]	Verdichterdruckverhältnis
$\bar{\Omega}_E$	[-]	Druckverlustbeiwert

## Indizes:

1 ... 9	Triebwerks-Ebenenbezeichnungen nach LTH
0	Anfangs- / Ausgangswert
$\infty$	Umgebungszustand
dyn	dynamisch
ein	Eintritt

---

ges	gesamt
gest	gestört
i,j,k	Koordinatenindex
is	isentrop
korr	korrigiert
loc	lokal
max	Maximalwert
min	Minimalwert
mom	impulsgemittelt (engl. momentum averaged)
param	Maximalwert eines Störparameters
quer	Quergeschwindigkeit
red	relative reduzierte Größe
ref	Referenzgröße
rel	relative (bezogene) Größe
sep	Stufentrennung, Separation
stat	statisch
t	total
th	theoretisch
u	in Umfangsrichtung
v	Volumen
x,y,z	Vektorkomponenten im Raum
Bk	Beruhigungskammer
B, Br	Brennstoff
CLEAN	clean (ungestört)
CO	mitläufig rotierende Störung (co-rotating)
COUNTER	gegenläufig rotierende Störung (counter-rotating)
D	Düse
Delta	Deltaflügel
E	Eintritt
HD	Hochdruck
L	Luft
Mess	Messung
Mode	Eigenmode einer Schwingung
ND	Niederdruck
W	Widerstand

## Abkürzungen:

---

AIP	Aerodynamic Interface Plane
BL	Betriebslinie
BP	Betriebspunkt
CTA	Constant Temperature Anemometry
DF	Deltaflügel
FESTIP	Future European Space Transportation Investigations Programme
HDT	Hochdruckturbine
HDV	Hochdruckverdichter
HTSM	Hyperschall Transport System München
HYTEX	HYpersonic Technology EXperimental vehicle
INA	Internationale Normatmosphäre
NDT	Niederdruckturbine
NDV	Niederdruckverdichter
RANS	engl.: Reynolds Averaged Navier Stokes
RLV	Reusable Launch Vehicle
SERN	Single Expansion Ramp Nozzle
SFB	DFG Sonderforschungsbereich
SINUS	System für INstationäre Untersuchungen an Strahltriebwerken
TL	Turbostrahlantrieb
TVA	Triebwerks-Versuchs-Anlage



## 1 Einleitung und Problemstellung

Die Anforderungen an die Technologien in der Raumfahrt haben sich in den vergangenen drei Jahrzehnten stark verändert. Während bis zum Zeitpunkt der Mondmissionen der Ausbau des technologischen Vorsprungs gegenüber mitstreitenden Nationen im Vordergrund der Entwicklungsschwerpunkte stand, so liegt der Hauptaugenmerk aktueller und zukünftiger Raumtransportsysteme auf der wirtschaftlichen Seite. Der Transport von Personen oder technischem Gerät ins All wird zunehmend von Unternehmen angeboten, die gemäß den Gesetzen der Marktwirtschaft handeln müssen. Im Zuge der Kommerzialisierung von Raumfahrtprogrammen hat sich das europäische Arianespace-Konsortium mit den ARIANE IV und ARIANE V Trägerraketen einen führenden Platz unter den Shuttle-Service-Unternehmen für orbitale Lasten (Satelliten) erobert. Um in Zukunft diese Spitzenposition beibehalten und ggf. ausbauen zu können, bedarf es effizienterer und preisgünstigerer Transportmöglichkeiten. Eine Zielvorstellung ist die langfristige Reduzierung der Kosten, die z.B. bei der ARIANE V derzeit 6000 US\$/kg Nutzlast betragen, auf ein Drittel. Bei der Entwicklung zukünftiger Raumtransportsysteme sind die Transportkosten ein Aspekt, der neben der Reduzierung der Schadstoff- (Döpelheuer, 1994) und Lärmemissionen (Aleid et al., 1998; Gridley et al., 1996) immer mehr an Bedeutung gewinnt (Mehta et al., 1999).

Dazu werden zur Zeit verschiedene Konzepte im Hinblick auf ihre technologischen Voraussetzungen bewertet. Herkömmliche, nur einmal verwendbare Raketensysteme stellen die einzig bislang realisierte, zuverlässige Technologie dar, wobei das Mitführen des Oxydators für den Brennstoff die Nutzlast stark reduziert. Zu den langfristig aussichtsreichsten Konzepten zählen in ihrer Gesamtheit rückkehrfähige und wiederverwendbare Systeme (RLV, Reusable Launch Vehicle), wobei hier wiederum ein Vielzahl von Lösungsansätzen diskutiert wird. Allen Systemen ist gemein, daß für den Missionsabschnitt vom Verlassen der Erdatmosphäre bis zum Erreichen der gewünschten Orbitalbahn ein Raketenantrieb unverzichtbar ist. Sowohl die amerikanischen Vorschläge X33, Venture Star und X-34 (horizontal/vertikal startend) als auch das japanische HOPE-X Projekt (Maita et al., 1999) sind einstufig ausgelegt und verfügen über keinen nennenswerten Vorteil im Bereich der Nutzlast, da sie konzeptbedingt die ganze Mission mit einem Raketenantrieb fliegen müssen. Palac (1999(1)) gibt einen Überblick über die Antriebskonzepte amerikanischer Hyperschallprojekte der NASA, die sowohl luftatmend als auch raketengetrieben sind bzw. die unterschiedlichen Konzepte miteinander kombinieren.

Erst ein zweistufiges Raumtransportersystem mit einer luftatmenden Unterstufe für den inneratmosphärischen Flug kann sich auf die Mitnahme des *Brennstoffes* beschränken, da der zur Verbrennung notwendige Sauerstoff der Umgebung entnommen werden kann (Moses et al., 1999; Palac, 1999(2)). Auch in jüngster Zeit veröffentlichte Studien im Rahmen des FESTIP Programmes (Kopp et al., 1999) stellen unterschiedliche Antriebs- und Stufungskonzepte gegenüber. Eine hohe Separations-Machzahl  $Ma_{sep}$ , bei der die Oberstufe von der Unterstufe ge-

trennt wird, nützt das volle Potential der Luftatmung aus, allerdings steigt der technologische Aufwand mit der maximalen Flug-Machzahl der Unterstufe. Bis zu einer Flug-Machzahl von  $Ma=4$  kann der Antrieb aus einem herkömmlichen Turbostrahlantrieb bestehen, darüber hinaus ist ein Kombinationsantrieb, der Turboantrieb und Staustrahlantrieb vereint, aus Gründen des Wirkungsgrads, aber auch wegen der hohen mechanischen und thermischen Belastungen unverzichtbar (Blankson et al., 1999).

Das nach dem deutschen Raumfahrtpionier Prof. Eugen Sänger (1905-1964) benannte, zweistufige Konzept SÄNGER war Grundlage eines vom Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) aufgelegten und geförderten Hyperschall-Technologieprogrammes in den Jahren 1988-1995 mit dem Ziel, Schlüsseltechnologien für den Bau, Antrieb und die Missionsplanung zu entwickeln (Koelle, 1990). Bereits während dieses Programms, vor allem seit dessen Auslaufen, konzentrieren sich weiterführende Untersuchungen auf dem Gebiet des Hyperschallfluges auch auf universitäre Forschungsvorhaben. Insbesondere die drei von der Deutschen Forschungsgesellschaft DFG geförderten Sonderforschungsbereiche SFB253 (Aachen), SFB255 (München) und SFB259 (Stuttgart), die in thematisch verwandte Arbeitsgruppen gegliedert sind, führen die Untersuchungen fort. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des SFB255 unter Teilprojekt B9, dessen Förderung im Jahr 2001 ausläuft.

Der SFB255 verwendet ein an die SÄNGER Studie angelehntes Referenzkonzept HTSM (Hyperschall Transport System München) mit leicht modifizierten Missionsdaten (Weingartner, 1993; SFB255, 1995). Das Projekt sieht einen zweistufigen Raumtransporter vor, dessen Separations-Machzahl von  $Ma_{sep}=6.8$  eine hohe technologische Herausforderung an die luftatmende Unterstufe stellt. Der Einlauf der Unterstufe muß die ausreichende Luftversorgung des Kombinationsantriebes bei größtmöglicher Gleichförmigkeit der Strömungsgrößen und minimalen Verlusten bei hohem Druckrückgewinn gewährleisten, was aufgrund der ausgedehnten Flugenveloppe eine variable, konvergent-divergente Gestaltung mit großem Verstellbereich erfordert. Wegen der dadurch vorgegebenen Geometrie der Teilbereiche Überschall- und Unterschallkanal, die zusätzlich von der geforderten Integration des Antriebs in die Zelle beeinflusst wird, sind Störungen im Strömungsverlauf nicht zu vermeiden, die sich bei ungünstiger Anströmung der scharfen Einlaufvorderkanten, z.B. bei hohen Anstellwinkeln oder ungünstigen Wetterbedingungen wie Scherwinden, noch verstärken. Untersuchungen derartiger Einlaufkanäle für den Überschall wurden während der Entwicklung des Kampfflugzeugs TORNADO durchgeführt und lieferten wichtige Erkenntnisse über die Mechanismen der Entstehung kombinierter Eintrittsstörungen aus Abweichungen in Totaldruck und Zuströmwinkel (Aulehla, 1982). Im Rahmen experimenteller und numerischer Untersuchungen beschreibt Müller (1996) die Entstehungsmechanismen von Strömungsinhomogenitäten im Unterschall-diffusor des Einlaufkanals zum Turboteil des HTSM und liefert eingehende Erkenntnisse über die dadurch entstehenden Eintrittsstörungen.

Bisherige Untersuchungen zur Einlauf-/Triebwerkverträglichkeit beschränkten sich vorwiegend auf den Bereich der Überschallflugzeuge und die dort auftretenden Eintrittsstörungen (Ashwood, 1969; Meyer, 1988; Bernhard, 1999). Im Rahmen der Entwicklung unbemannter Marschflugkörper (Falempin et al., 1999; Rausch et al., 1999) im Hyperschallbereich, die aufgrund von Reichweitenvorteilen mit luftatmenden Antrieben versehen werden sollen, wurden weiterführende Erkenntnisse über die Wechselwirkung zwischen Eintrittsstörungen und dem Antrieb gewonnen (Pagan et al., 1996). Diese vorwiegend militärisch eingesetzten Flugsysteme verfügen jedoch ausschließlich über RAM/SCRAM-JET Antriebe und sind somit nicht selbststartend, sondern auf ein Trägersystem ihrerseits oder einen den Startschub liefernden Raketenmotor angewiesen, um die Vorbeschleunigung zu übernehmen (Escher, 1999). Erst ein mit einer zusätzlichen Turbokomponente ausgerüstetes Flugsystem hat die Möglichkeit, eine Flugmission vom Standfall luftatmend zu beginnen. Der Einlaufkanal eines solchen Kombinationstriebwerks muß nicht nur einen um den Hyperschallflug erweiterten Betriebsbereich abdecken, sondern auch die Umstellung der Luftzufuhr zwischen Turbo- und Staustrahltrieb mechanisch und aerodynamisch gewährleisten. Hierzu sind zusätzliche Einbauten in Form von Klappen oder anderen Verschlußmechanismen erforderlich, die eine Störung der Zuströmung verstärken können.

Die Beeinträchtigungen des Leistungsverhaltens des Turboteils unter Eintrittsstörungen müssen bei der Auslegung des Antriebs wegen dessen Einflusses auf das Gesamtflugsystem berücksichtigt und detailliert untersucht werden. Neben dem System Triebwerk gilt das Interesse dem Betriebsverhalten des ersten Verdichters, da dieser als die direkt den Störungen ausgesetzte Komponente hauptverantwortlich für Leistungs- und Stabilitätseinbußen ist. Bislang durchgeführte Grundlagenuntersuchungen an Verdichterprüfständen zeigen die Verschlechterung der aerodynamischen Leistungsfähigkeit und der Stabilität (Jahnen, 1998), beschränkten sich meist auf modellhaft nachgebildete Eintrittsstörungen, die sich an real existierende Störformen anlehnen, diese jedoch nicht gezielt analysieren und nachbilden. Das Verhalten eines im Triebwerk installierten Verdichters unterscheidet sich durch die von der Einbausituation abhängigen Randbedingungen und Zuströmverhältnisse von dem Verhalten eines auf dem Komponentenprüfstand installierten Versuchsträgers. Somit bedarf es zur Ergänzung der Triebwerkleistungsmessungen der experimentellen Ermittlung des Betriebsverhaltens eines im Triebwerk installierten Verdichters unter den zuvor nachgewiesenen Eintrittsstörungen, die in dessen Eintrittsebene nachgebildet werden.

Die vorliegende Arbeit ermittelt den Einfluß von für Hyperschalleinläufe typischen Eintrittsstörungen auf das Leistungsverhalten eines Turbostrahltriebwerks. Sie stellt zunächst eine detaillierte Datenbasis zu der Entstehung und Fortpflanzung von Strömungsinhomogenitäten in einem für den Hyperschallflug ausgelegten Einlaufkanal zur Verfügung. Die Daten werden in Windkanalversuchen ermittelt, für die der Unterschalldiffusor im Modellmaßstab unter Mach- und Reynoldszahlkombinationen betrieben wurde, die der Flugmission entnommen sind. Die Aufgabe eines Simulators für Eintrittsstörungen ist es, diese sowohl qualitativ als auch quantitativ weitestgehend nachzubilden. Der Betrieb des Versuchstriebwerks in der in-

---

stitutseigenen Triebwerksversuchsanlage erfolgt bei Umgebungsdruck der Atmosphäre und weicht von dem Druckniveau des Modellwindkanals und dem der Flugmission des Transportsystems ab. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, muß ein Verfahren zur Bewertung der Störungen angewandt werden, das eine von Zuströmrandbedingungen unabhängige Aussage zu Form und Intensität der Störungen liefert.

Der experimentelle Nachweis der Verbesserung des aerodynamischen Verhaltens des Einlaufkanals erfordert zeit- und kostenintensive Versuchsreihen, da für die unterschiedlichen geometrischen und aerodynamischen Randbedingungen jeweils eigene Modelle gefertigt werden müssen. Mit Hilfe der vorliegenden experimentellen Ergebnisse aus den Messungen im Modellwindkanal wird ein CFD Strömungslöser validiert, mit dem ohne erneute Versuche verbesserte Gestaltungskriterien für einen Unterschalldiffusor entwickelt werden können, um letztendlich die Leistungsverluste des Triebwerks zu verringern.

## **2 Zum Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter dem Einfluß von Eintrittsstörungen**

### **2.1 Über- und Hyperschalleinläufe, Entstehung von Eintrittsstörungen**

Unter Eintrittsstörungen versteht man die räumliche und zeitliche Abweichung einer oder mehrerer Strömungsgrößen in der Zuströmung von der gleichmäßigen Verteilung. Bei Turbostrahltriebwerken haben die Inhomogenitäten in der Triebwerkeintrittsebene Einfluß auf das Leistungs- und Stabilitätsverhalten des ersten Verdichters und durch die aerodynamische und mechanische Koppelung der Komponenten auch auf das Gesamttriebwerk. Je nach Ausbildung der Störungen unterscheidet man im wesentlichen zwischen Störungen der Totaltemperatur (Rudey et al., 1970), des Totaldrucks (Graber et al., 1974), sowie Drallstörungen (Pazur, 1991) und Kombinationen aus den einzelnen Formen (Bernhard, 1999), deren Einfluß auf das Stabilitätsverhalten in der Vergangenheit detailliert untersucht worden ist.

Während beim Rollen von Flugzeugen am Boden Anfahrwirbel entstehen können, die von den installierten Triebwerken angesaugt werden und kurzzeitig den Abstand des Betriebspunktes zur Stabilitätsgrenze heruntersetzen, haben vor allem während des Fluges entstehende systemimmanente Eintrittsstörungen dauerhaften Einfluß. Bei extremen Flugmanövern wie z.B. sehr hohen Anstell- oder Schiebewinkeln und bei starken Seitenwindkomponenten (Scherwinde) treten Ungleichförmigkeiten bereits im Eintritt des Einlaufes auf, die, je nach Gestaltung des Einlaufkanals, nicht mehr ausgeglichen werden können. Einlaufkanäle für im Unterschall operierende Flugzeuge haben abgerundete Eintrittskonturen und sind noch weitgehend tolerant gegenüber derartigen Abweichungen. Die scharfen Vorderkanten der Einläufe von im Überschall fliegenden Luftfahrzeugen haben einen eingeschränkten Toleranzbereich bei Winkelabweichungen von der Auslegung, was oftmals zu Ablösung an der Einlaufkante führt. Detaillierte Aussagen zum Verhalten von Überschalleinläufen konnten bei der Entwicklung von Kampfflugzeugen getroffen werden, die im wesentlichen die Ausbildung kombinierter Drall/Druckstörungen betrachten (Stocks et al., 1981; Künkler et al., 1979). Stationäre und instationäre Stoß/Grenzschicht Interaktionen im Überschallbereich begünstigen die Ablösung der Strömung (Schulte et al., 1999). Die bei Kampfflugzeugen und Raumtransportern zunehmende Integration des Antriebssystems in die Flugzeugzelle (Povinelli, 1996) macht komplex gestaltete, variable Einlaufkanäle notwendig, deren Verschwenkung im Rumpf zu zusätzlichen Störungen führen kann. Bernhard (1999) faßt die Mechanismen des Weitertransports und der Anfachung der Störungen im weiteren Verlauf in derartigen Einlaufkanälen infolge von Sekundärströmungserscheinungen zusammen. Im Anschluß an den Überschallteil folgt ein Unterschalldiffusor, der die Strömung weiter verzögert. Die oft komplexen Geometrien und die Ablöseneigung der Diffusoren verursachen weitere Strömungsinhomogenitäten. Typische Formen dieser Ausbildung und eine Katalogisierung der Ablösearten in Diffusoren für Triebwerkeinläufe liefern Norris et al. (1999).

In den letzten Jahren gewann die Untersuchung von Hyperschallströmungen und dem Verhalten entsprechender Einlaufkanäle weiter an Bedeutung. Das Verhalten und die Mechanismen bei der Entstehung von Inhomogenitäten sind ähnlich denen der Überschalleinläufe (Flug-Machzahlen bis ca. 3.5), wegen des höheren Energieinhaltes jedoch wesentlich ausgeprägter. Neben dieser erhöhten Sensibilität treten im oberen Machzahlbereich (ab Mach 5) Realgaseffekte an den Fluggeräten und vor allem im Bereich der Staupunkte der Einlaufklappen auf, die zusätzliche Störungen verursachen können (Pagan et al., 1996). Aufgrund der Komplexität der zu untersuchenden Materie der Strömungen im Hyperschall, insbesondere der Einlaufströmungen, konzentrieren sich bestehende Untersuchungen meist auf die Integration des Hyperschalleinlaufs in das Fluggerät und das aerodynamische Verhalten. Das Hauptaugenmerk dieser Betrachtungen liegt auf den gemittelten Verlusten, die durch Lage, Anzahl und Positionierung der auftretenden, schrägen Verdichtungsstöße bestimmt werden. Bislang schwer kontrollierbar ist die Lageveränderung der Stoßfronten mit sich ändernden Betriebspunkten, welche die Gefahr des 'inlet-unstart', also des sperrenden bzw. nicht kritisch durchströmten Einlaufs mit sich bringt. Da dieses Problem dem der Eintrittsstörungen vorsteht, befassen sich die meisten experimentellen und numerischen Untersuchungen damit, bevor Aussagen über das Strömungsfeld im Austritt des Einlaufs gemacht werden. Schneider et al. (1999) geben einen detaillierten Einblick in die Ansprüche an einen Hyperschalleinlauf und in die Strömungsfeldentwicklung. Englund et al. (1999) beleuchten neben dem Verhalten des Einlaufkanals des amerikanischen HYPER-X Experimentalflugzeugs (Rausch, 1997) die aerodynamische Stabilität des Gesamtverbundes in Abhängigkeit vom Betriebsverhalten des Einlaufkanals. Esch (1997) betrachtet die Integration des gesamten Antriebs in das Flugsystem unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen mit den Komponenten und der Kräftebilanzierung am Fluggerät.

Auch numerische Untersuchungen der Strömung in Einlaufkanälen für den Hyperschallflug beschränken sich meist auf die zweidimensionale Betrachtung der Stoßfronten und der Wechselwirkungen mit Grenzschichten und Geometrieänderungen (Billig et al., 1999). Die in Teilbereichen veränderte mathematische Formulierung des die Strömung beschreibenden Gleichungssystems infolge sich ändernder Physik (Weide et al., 1996) macht die durchgehende Simulation des Strömungsfeldes über den gesamten Geschwindigkeitsbereich eines kompletten Einlaufkanals bis zur Triebwerkeintrittsebene schwierig. Im Bereich der Hochenthalpieströmungen befassen sich gegenwärtige Forschungen noch mit der grundlegenden mathematischen Modellierung und der Anpassung und Validierung der Strömungslöser anhand experimentell bestimmter Referenzfälle und der Anwendung auf weiterführende Probleme (Pandolfi et al., 1998; Hadjaj et al., 1998).

## **2.2 Störparameter von Eintrittsstörungen**

Eintrittsstörungen sind stationäre oder instationäre Abweichungen der Zuströmung von der Homogenität. Um eine quantitative Aussage über deren Intensität machen zu können, müssen Parameter zur Beurteilung der Störungen eingeführt werden, durch die eine Klassifikation ge-

lingt. Dabei ist es eine wesentliche Aufgabe dieser sog. *Störparameter* (auch *Störkoeffizienten*), die Intensität der Störung unabhängig von den Zuströmbedingungen zu erfassen, um die Vergleichbarkeit mit anderen Versuchsreihen und die Übertragbarkeit auf andere, ähnliche Triebwerke oder ähnliche Umgebungszustände zu ermöglichen.

Die Störparameter werden an einer beliebig zu definierenden, dann aber konstanten Nahtstelle (engl. AIP, Aerodynamic Interface Plane), die meist die Austrittsebene des Einlaufs oder die Triebwerkeintrittsebene ist, gebildet und erfassen damit die räumliche Verteilung von Totaldruck und -temperatur sowie die Winkel der Strömungsrichtung. Dazu werden diese Strömungsgrößen innerhalb eines zuvor festgelegten Sektorwinkels  $\phi$  zu dem in der AIP gemittelten Wert in Bezug gesetzt (Bissinger, 1984).

Die gebräuchlichsten Störparameter sind der *Totaldruckkoeffizient* DC (engl. Distortion Coefficient) (Seddon et al., 1985) und der *Wirbelkoeffizient* SC (engl. Swirl Coefficient) (Guo et al., 1983) zur Beschreibung von Totaldruck- und Drallstörungen:

$$DC(\Phi, x) |_{\Phi_{param}} = \frac{\overline{p_t(x)} - \overline{p_t(\Phi, x)}}{\overline{p_t(x)} - p(x)} \quad \text{Gl. 2.1}$$

DC berechnet den *maximalen* Betrag der Differenz des in einer AIP an einer beliebigen Position  $x$  gemittelten Totaldrucks und des in einem Sektor der Umfangsausdehnung  $\phi$  gemittelten Totaldrucks, bezogen auf den mittleren Staudruck in der AIP. Der auf ein Triebwerk noch wirksame Sektorwinkel  $\phi$  wird auch als kritischer Winkel bezeichnet. Während die Auswertung des DC auch für Winkel  $\phi < 60^\circ$  oder  $\phi > 120^\circ$  möglich ist, ist die Wirksamkeit einer entsprechend kleinen oder großen Störung auf einen Verdichter nicht mehr gegeben. Die untere Schranke für den Winkel  $\phi$  kann mit der Trägheit der Verdichterströmung erklärt werden. Befindet sich eine Schaufelpassage kürzer in einem gestörten Sektor als die Verweildauer des Fluids im Schaufelkanal, so bildet sich keine vollständige Reaktion des Systems aus. Ist der gestörte Sektor jedoch groß, gilt aufgrund seiner Gewichtung der hier vorliegende Strömungszustand als Referenz. Als gebräuchliche Winkel  $\phi$  werden meist  $60^\circ$  oder  $90^\circ$  herangezogen. Wegen des Absolutwertes der Totaldruckabweichung ergeben Totaldruckgebiete, die größer oder kleiner als der Durchschnittswert an der Stelle  $x$  sind, immer positive DC( $\phi$ ) Werte.

$$SC(\Phi, x) |_{\Phi_{param}} = \frac{\overline{v_{quer}(\Phi, x)}}{v_\infty} \quad \text{Gl. 2.2}$$

SC bezieht den *maximalen* Betrag der mittleren Umfangskomponente der Strömungsgeschwindigkeit innerhalb eines kritischen Sektors auf die ungestörte Strömungsgeschwindigkeit bzw. die mittlere Axialgeschwindigkeit in der AIP an einer Stelle  $x$ . Da sich bei der Mittelung der Umfangskomponenten gerade bei Wirbelstrukturen, deren Größe einen Radius der AIP beträgt und die damit geschlossen in dem auszuwertenden Sektor  $\phi$  liegen, die Geschwindigkeitsanteile mit entgegengesetztem Vorzeichen gegenseitig kompensieren, wurde folgende Modifikation angewandt:

$$SC(\Phi, x) \big|_{\Phi_{param}} = \frac{\overline{v_{quer}^*(\Phi, x)}_{max}}{v_\infty} \quad \text{Gl. 2.3}$$

mit

$$\overline{v_{quer}^*(\Phi, x)} = \frac{1}{\dot{m}} \cdot \sum_i |v_{u,i}| \cdot \dot{m}_i \quad \text{Gl. 2.4}$$

Ein Vergleich verschiedener Einläufe ergibt, daß die Anfangsposition  $\phi_0$  des kritischen Sektors mit der Größe  $\phi$  keinen Einfluß auf das Triebwerksverhalten hat und nur der *Maximalwert* ausschlaggebend ist (*integrale* Betrachtung). Jedoch ist die *Entwicklung* der Störparameter  $DC(\phi)$  und  $SC(\phi)$  durch die Variation von  $\phi_0$  im Bereich  $0^\circ < \phi_0 < 360^\circ$  über den Umfang ein guter Anhaltspunkt für die Struktur der Störung innerhalb der AIP. Die beiden Koeffizienten sind sensitive Werte, somit zeigt die Nachbildung einer gegebenen Verteilung z.B. die Qualität der Simulationsvorrichtung. Es gilt  $\phi_0 = \phi_{param}$ , wenn der Störparameter sein Maximum erreicht.

Abb. 2.1 zeigt die Entwicklung des Totaldruckkoeffizienten beispielhaft an einem synthetischen Totaldruckprofil in einer beliebigen AIP mit einer gestörten Sektorgröße von  $90^\circ$ . Der auszuwertende Sektor der Größe  $\phi = 60^\circ$  befindet sich vollständig im hohen Totaldruckbereich und weicht damit über einen Winkel von  $30^\circ$  am Umfang konstant vom Mittel des Totaldrucks im gesamten Querschnitt ab. Der Pfeil in der Verteilung des Störparameters kennzeichnet die aktuelle Lage des Auswertesektors bei  $\phi_0 = 20^\circ$ . Beim Eintritt in den gestörten Sektor fällt  $DC(60)$  ab und erreicht den Wert Null, wenn die Verhältnisse von hohem zu niedrigem Totaldruck dem der gesamten AIP (also 3:1 wegen  $270^\circ:90^\circ$ ) entsprechen. Im weiteren Verlauf der Auswertung steigt  $DC(60)$  bis zu seinem Maximalwert, wo er für  $30^\circ$  verharrt ( $90^\circ$  Störung -  $60^\circ$  Sektorgröße). Da die Verteilung im gestörten Bereich homogen ist, zeigt  $DC(60)$  ein konstantes, plateauartiges Maximum. Beim Austritt aus dem gestörten Sektor fällt  $DC(60)$ , um im weiteren Verlauf wieder auf den konstanten Wert innerhalb des hohen Totaldrucks zu steigen, der sich auch zum Beginn der Auswertung gezeigt hatte.

### 2.3 Stationäres Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter dem Einfluß von Eintrittsstörungen und weiterführende Untersuchungen

Das Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter stationären und instationären Eintrittsstörungen wird in größerem Umfang seit Anfang der 70er Jahre experimentell und mittels numerischer Modelle ermittelt. Während zunächst reine Totaldruck- (Reid, 1969, Funfun et al., 1985) und Totaltemperaturstörungen (Mehalic et al., 1974 und 1988) exemplarisch untersucht werden, betrachtet erst Aulehla (1982) die aus einem gekrümmten Einlaufkanal stammenden Eintrittsstörungen in Form von gegenstehenden Zwillingswirbeln. Detaillierte Untersuchungen zu den Auswirkungen dieses Wirbelpaares erfolgen von Meyer (1988) und



Pazur (1991), die ein entsprechendes Wirbelpaar mit Hilfe eines symmetrisch angeströmten, angestellten Deltaflügels im Einlaufkanal eines Turbostrahltriebwerks LARZAC 04 C1 nachbilden und das stationäre Leistungsverhalten des Triebwerks ermitteln. Beide Störformen, die Totaldruck- und die Drallstörung, rufen Abweichungen der Zuströmbedingungen im Eintritt des Niederdruckverdichters hervor, verursachen dadurch Einbußen im Leistungsverhalten des Triebwerks und reduzieren die Stabilitätsgrenzen der Verdichter durch drastisches Absenken der Pumpgrenze. Bernhard (1999) beschreibt die Wirkung einer kombinierten Drall/Druckstörung auf das Leistungs- und Stabilitätsverhalten des Triebwerks und die Interaktion zwischen NDV und HDV, während Leinhos et al. (1998) und Höss et al. (1998) den negativen Einfluß dieser Eintrittsstörungen auf die Entstehung von Verdichterstabilitäten detailliert untersuchen. Durch die Inhomogenitäten werden vor allem die Vorwarnzeiten der Instabilitäten heruntergesetzt, d.h. die Zeit zwischen der Entstehung eines Stallvorläufers und dem Beginn der Instabilität sinkt (Leinhos et al., 2000; Schmid et al., 1999). Deutliche Verschlechterungen der Leistungsfähigkeit eines Axialverdichters unter kombinierten Eintrittsstörungen bei besonderer Betrachtung der Strömungsfeldverteilungen in den Austrittsebenen zwischen den Stufen zeigen Viswanath et al. (1996) auf.

Jüngere Versuche konzentrieren sich vermehrt auf die möglichst realistische Nachbildung der für den Einsatzbereich des zu untersuchenden Triebwerks typischen Eintrittsstörungen. So berichtet Murgatroyd (1999) von einem flexiblen, an einem schwenkbaren Arm aufgehängten Einlaufkanal, mit dem in der Versuchsstrecke der Flug bei sehr hohen Anstellwinkeln simuliert wird und die entstehenden Druck- und Drallstörungen dem Einsatz im Flug entsprechen. Das Zusammenspiel der durch die Installation des Versuchsträgers initiierten Eintrittsstörungen und dem Stabilitätsverhalten des Fans beschreiben Freeman et al. (1999). Das Sperren des Einlaufs führt hier zur Instabilität des Triebwerks, die bei wieder intakter Zuströmung nicht mehr verlassen wird. Im unteren Drehzahlbereich kommt es hier zu divergent verlaufenden periodischen Druckschwankungen, die einen Strömungsabriß am Fan verursachen. Um die Zusammenhänge zwischen realistischen Formen von Eintrittsstörungen und dem Triebwerksverhalten enger zu koppeln, unterstreichen Davis et al. (1999) die Notwendigkeit einer Vorgehensweise, die in dieser Arbeit bereits umgesetzt wird. So soll zunächst die Struktur der Störung in Windkanalversuchen mit dem Einlaufkanal ermittelt und diese durch geeignete Simulatoren dem Versuchstriebwerk aufgeprägt werden. Ein besonderes Augenmerk richtet sich auf die Nachbildung der Totaldruck- und Drallstörungen, die mittels Störparameter erfaßt und mit Simulatoren detailgetreu erzeugt werden. Diese Vorgehensweise stützt sich auf die normierende Beschreibung der Störungen und der Auswirkungen (Pumpgrenzenabstand) der amerikanischen Aerospace Recommended Practice ARP-1420 (SAE, 1978), in der die Vermessung von Eintrittsstörungen und die Bestimmung der Änderungen im Leistungsverhalten von Gasturbinen als Leitfaden niedergelegt ist.

Aus diesem Zusammenhang heraus entstand die Motivation zu der nachfolgenden Arbeit, in der für Hyperschallantriebe typische Eintrittsstörungen detailliert vermessen werden. Mittels geeigneter Simulatoren werden darauffolgend erstmalig derartige Störungen originalgetreu

nachgebildet und damit das Leistungsverhalten des Turbotriebwerks und das Betriebsverhalten des Niederdruckverdichters bestimmt. In weiteren Versuchen wurde das Stabilitätsverhalten des NDV unter diesen Störungen untersucht (Leinhos et al., 2000).

### 3 Untersuchungen am Modellwindkanal BLASIUS

Die experimentellen Untersuchungen am Modellwindkanal dienen der Bereitstellung einer verlässlichen Datenbasis, mit deren Hilfe das Strömungsfeld innerhalb des Unterschalldiffusors und in dessen Austrittsebene detailliert beschrieben wird. Die Daten dienen als Referenzgrößen für die in dieser Arbeit beschriebene Entwicklung eines Simulators im Triebwerkeinlauf und für die Validierung eines numerischen Strömungslösers.

#### 3.1 Auswahl des Versuchsträgers

Bereits in der Anfangsphase der SÄNGER-Studien erkannte man, daß es derzeit nahezu unmöglich ist, die Entwicklung neuer Technologien und die damit erzielten Fortschritte verifizieren zu können, da für die angestrebten Geschwindigkeitsbereiche experimentelle Simulationseinrichtungen nicht in ausreichendem Umfang zur Verfügung stehen (Sacher et al., 1990). Aus Mangel an geeigneten Bodenversuchsanlagen, die neben den hohen Geschwindigkeitsniveaus auch entsprechende räumliche Dimensionen zur Aufnahme des Versuchsträgers bereitstellen müssen, wurde ein Flugerprobungsträger projektiert, der bei reduzierter Komplexität eine Nachweisführung der Beherrschbarkeit kritischer Technologien im Antriebsbereich, die für den Flug mit Hyperschallgeschwindigkeit erforderlich sind, erlaubt. Das geplante Hypersonic Technology Experimental Vehicle HYTEX 5.6 wurde für eine maximale Flug-Machzahl von 5.6 entwickelt (Schwab, 1991). Die reduzierte Maximalgeschwindigkeit vereinfacht die Realisierbarkeit ebenso wie die einstufige Auslegung als rein luftatmendes System ohne transatmosphärischen Flug. Es handelt sich um ein langgestrecktes Fluggerät mit ca. 27 m Länge, einer Spannweite von knapp 10 m und einem Abfluggewicht von etwa 16 t (Abb. 3.1).

Zwei luftatmende Kombinationsantriebe mit zu diesem Zeitpunkt noch koaxial angeordneten Turbo- und Staustrahltriebwerken sollen den benötigten Schub bereitstellen. Abb. 3.2 oben zeigt eine Schnittzeichnung durch einen der Antriebsstränge. Markantes Kennzeichen dieses Antriebssystems ist das sogenannte *Umschaltorgan*, das die Luftzufuhr zu der jeweils aktiven Antriebskomponente gewährleistet. Ausgehend vom Startfall bis zur Umschalt-Machzahl von  $Ma_c=2.9$  liefert die Turbokomponente den notwendigen Schub. Nach einem bei Heitmeir (1995) beschriebenen Umschaltvorgang, der die in dieser Phase kritische Regelung von Einlauf, Triebwerk und Schubdüse beinhaltet, wird die Mission mit Hilfe des Staustrahlantriebs fortgesetzt. Das Umschaltorgan wurde von Schmid et al. (1996) numerisch untersucht und erzeugt keine weiteren Eintrittsstörungen, sondern transportiert aus dem Diffusor stammende Störungen lediglich weiter. Im Rahmen der Auswahl des Referenzkonzepts HTSM (Hyperschall Transport System München) für den DFG-Sonderforschungsbereich 255 entfällt jedoch das Umschaltorgan, da von der koaxialen Anordnung von Turbo- und Staustrahltrieb Ab-

stand genommen wird. Aufgrund der in dieser Konfiguration zu erwartenden Probleme bei der Kühlung der Turbokomponente innerhalb des Staustrahlantriebs bei hohen Flug-Machzahlen wird eine "Huckepack"- bzw. "Tandem"-Anordnung bevorzugt, die zudem einen wesentlich einfacheren mechanischen Aufbau besitzt. Die auftretenden Festigkeitsprobleme des dünnwandigen Schiebers des Verschlussmechanismus (Müller, 1996) entfallen. Der Einlaufkanal für die Turbokomponente bleibt von der "Tandem"-Anordnung unberührt, der RAM-Antrieb hat einen separaten Einlaufkanal. Die Austrittsebene des Unterschalldiffusors ist somit identisch mit der Triebwerkeintrittsebene des Turboteils, wie aus Abb. 3.2 im unteren Teil ersichtlich wird.

Die ausgedehnte Flugenveloppe macht einen variablen Einlaufkanal unabdingbar, um die ausreichende Luftzufuhr der Antriebssysteme bei allen Betriebspunkten zu gewährleisten. Dazu muß die Überschallströmung möglichst verlustlos auf Unterschallgeschwindigkeit verzögert werden. Hierbei erfolgt die Verdichtung diskontinuierlich über Verdichtungsstöße, wobei ein System aus mehreren schrägen Stößen energetisch günstiger ist als die Verzögerung über einen einzelnen, senkrechten Verdichtungsstoß. Ab Flug-Machzahlen von  $Ma_\infty=3$  ist diese gemischte Verdichtung zu verwenden (Hollmeier, 1997), während bei geringeren Maximalgeschwindigkeiten zugunsten des einfacheren mechanischen Aufbaus Einläufe mit reiner Außenverdichtung oft Verwendung finden. Die schrägen Stöße werden an Rumpf und Einlauflippe je nach Betriebspunkt mehrfach reflektiert, bis ein senkrechter Verdichtungsstoß die Strömung auf Unterschall verzögert. Das theoretische Optimum der Position des senkrechten Stoßes wäre genau im engsten Strömungsquerschnitt (Einlaufhals) mit einer Machzahl vor dem Stoß von geringfügig über  $Ma_{ih}=1.0$ . Hierbei besteht jedoch die Gefahr des Blockierens des Querschnitts mit unterkritischem Betrieb ('inlet unstart'), weswegen der abschließende Verdichtungsstoß kurz *hinter* dem engsten Strömungsquerschnitt positioniert wird. Esch (1997) erfaßt hierzu die Reibungsverluste in guter Näherung über einen kinetischen Einlaufwirkungsgrad. Der gesamte vorliegende Einlaufkanal besteht aus vier beweglichen Rampen, von denen drei die Stoßlagen im Überschallbereich regulieren, während die vierte Rampe den sich anschließenden Diffusor an den Massenstrom anpaßt. Die vierte Rampe erstreckt sich über die erste Hälfte des Unterschalldiffusors und legt den "variablen" Abschnitt fest, die zweite Hälfte hat einen konstanten Querschnittsverlauf ("fix"). Im unteren Machzahlbereich bei Turbobetrieb bildet sich noch eine reine *Außenverdichtung* in Form eines 3-Stoß-Systems mit abschließendem, vor der Einlauflippe stehendem Senkrechtstoß aus (Schwab, 1991). Der abschließende Stoß wandert mit zunehmender Geschwindigkeit in den Einlaufkanal hinein, so daß im oberen Machzahlbereich ab der Umschalt-Machzahl von  $Ma_\infty=2.9$  eine *gemischte Verdichtung* mit mehreren in den Einlaufkanal hineinreichenden Schrägstößen herrscht; die Strömung ist nach dem kurz hinter dem engsten Strömungsquerschnitt des Einlaufkanals liegenden, abschließenden Stoß subsonisch. Die Stoßlagen beider Verdichtungsarten können [Abb. 3.3](#) entnommen werden.

Wie aus Abb. 3.3 sichtbar ist, verringert sich mit steigender Flug-Machzahl die durchströmte Fläche des engsten Querschnitts. Bei gleichbleibender Austrittsfläche des Diffusors steigt so-

mit auch der wirksame Diffusorwinkel und damit die Gefahr von Strömungsablösung. Um den strömungsmechanisch schwierigsten Fall mit den größten zu erwartenden Auswirkungen auf den Antrieb zu untersuchen (worst case szenario), wurde die Rampenstellung mit dem größten Diffusorwinkel gewählt, welche die stärkste Ausbildung von Ablösungen erwarten ließ. Diese maximalen Inhomogenitäten bewirken auch maximale Abweichungen im Leistungsverhalten des Turbostrahltriebwerks, so daß dieser Betriebspunkt als Referenz für sämtliche experimentelle Untersuchungen gilt. Andere Betriebspunkte des Einlaufdiffusors mit Veränderung der Rampenstellung und damit weniger stark gestörtem Strömungsfeld werden in Kap. 7.6.1 betrachtet. Die gewählte Geometrie entspricht der Stellung der vier beweglichen Rampen zum Zeitpunkt der Umstellung vom Turbo- in den Staustrahlbetrieb (Müller, 1996). Die geometrischen und aerodynamischen Randbedingungen der zu Verfügung stehenden Versuchsanlagen erfordern eine Skalierung des Einlaufkanals im Modellmaßstab 1:4. Abb. 3.4 und Abb. 3.5 zeigen die Geometrie des aus einer zweiteiligen CFK-Kontur nachgebildeten Unterschalldiffusors, der, ausgehend unmittelbar nach dem letzten senkrechten Verdichtungsstoß, bis zum Triebwerkeintritt reicht. Die Querschnittsform ändert sich im Verlauf dieser Strecke von rechteckig auf kreisrund. Der erste Abschnitt ("variabel") reicht vom engsten Querschnitt bis zum Ende der vierten verstellbaren, ebenen Rampe. Während die Kanalunterseite allmählich ausrundet, ist die Kanaloberseite über den Querschnitt eben ausgebildet, um die Rampe nachzuformen. Ausgehend von der Oberseite sind die Seitenwände des Kanals senkrecht, um die Führung der im Original beweglichen Rampe zu gewährleisten, die im Modell nicht verfahrbar ausgeführt ist. Im zweiten Abschnitt ("fix") wird auch an der Kanaloberseite die Formführung auf kreisrund fortgesetzt. Die Kanalmittellinie weist in Strömungsrichtung gesehen eine S-förmige Krümmung nach rechts oben auf; der Unterschalldiffusor hat somit eine nicht symmetrische, dreidimensionale Formgebung.

Die Daten der Originalgeometrie und sämtlicher modifizierter Geometrien sind am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München gemäß Tab. 3.1 erhältlich:

Beschreibung	Verweis auf Kapitel der Untersuchung	Dateiname auf dem server des Instituts: W:\lrl12\diss\schmid
Originalgeometrie	experimentell: 3.5 numerisch: 7.5	original.dat
Absenkung der Rampe: 2°	experimentell: 3.5	rampe_ab_2grad.dat,
Betriebspunkt $Ma=2.0$	numerisch: 7.6.1	rampe_ma20.dat
Streckung der Originalgeometrie	numerisch: 7.6.2	streckung_originalXX.dat XX ist jeweils Zusatz für $S_L$
Änderung der Querschnittsflächen	numerisch: 7.6.3	modifikation_querschnittXX.dat XX ist jeweils Zusatz für $S_L$

Tab. 3.1: Datensätze der untersuchten Geometrien

### 3.2 Aufbau des Modellwindkanals BLASIUS

Die Übertragbarkeit am Modell gewonnener Erkenntnisse auf die realen Verhältnisse in der Großausführung ist nur dann gegeben, wenn neben der geometrischen Skalierung auch die relevanten *strömungsmechanischen Ähnlichkeitskennzahlen* eingehalten werden. Die dimensionslose Kenngröße *Reynoldszahl* beschreibt dabei den Einfluß der Zähigkeit, während die *Machzahl* die Kompressibilität des Fluids ausdrückt. Abb. 3.6 zeigt eine schematische Ansicht des im geschlossenen Kreislauf als Windkanal „Göttinger Bauart“ betriebenen Modellwindkanals BLASIUS. Die Anlage bietet durch unabhängige Einstellung des Druck- und Temperaturniveaus die Möglichkeit, Mach- und Reynoldszahlen voneinander unabhängig innerhalb der Betriebsgrenzen des Luftliefersystems zu variieren.

Dem über einen drehzahleregelten 1MW Gleichstrom-Asynchronmotor angetriebenen Schraubenverdichter folgt ein regelbarer Luftkühler, welcher die dem Fluid durch den Verdichter zugeführte Energie an das Kühlwasser abführt und somit einen thermisch stationären Zustand innerhalb des geschlossenen Kreislaufs herstellt. In das nachfolgende Rohrsystem sind Beruhigungs- und Meßvorrichtungen eingeflanscht, um Totaldruck und -temperatur sowie Massenstrom und Geschwindigkeit beim Eintritt in die Meßstrecke zu bestimmen. Eine aerodynamisch günstige Düse beschleunigt die Strömung auf die im engsten Querschnitt geforderte Machzahl und vollzieht die Querschnittsänderung der kreisförmigen Rohre auf die Rechteckform des Eintritts des Unterschalldiffusors. Im Anschluß an die Meßstrecke (Abb. 3.6 Punkt 7-13) wird das Fluid wieder dem Schraubenverdichter zugeführt. Eine detaillierte Beschreibung des Modellwindkanals BLASIUS an der Sekundärluftversorgung der institutseigenen Komponentenversuchsanlage (KVA) liefert Müller (1996).

### 3.3 Strömungsbeeinflussung mittels Rampenveränderung und Störkörper

Die folgenden Modelluntersuchungen an der nicht modifizierten Originalgeometrie zeigen die Existenz einer ausgedehnten Ablösung im Bereich der Kanaldecke, die mit Sekundärströmungserscheinungen interferiert, die durch die seitliche Krümmung des Kanals hervorgerufen werden. Im Diffusoraustritt zeigt sich diese Interaktion als stark gestörtes Strömungsbild. Nach dieser Referenzmessung bei unveränderter Geometrie des Diffusors folgen Messungen bei Absenkung der letzten Rampe im variablen Teil des Unterschalldiffusors um 2°. Beide Messungen werden mit einer Grenzschichtvariation kombiniert.

#### 3.3.1 Absenkung der Rampe

Vorliegende numerische Untersuchungen (Müller, 1996) schlagen eine Absenkung der Rampe im Diffusor vor, um den wirksamen Diffusorwinkel im Bereich der Ablösung zu verkleinern. Durch kontrollierte tangentielle Ausblasung zusätzlichen Fluids am Rampenende wird die Grenzschicht hinreichend energetisiert, um eine ungestörte Strömung zu erhalten. Die dazu notwendige Einblaserate erfordert bei Annahme von Gleichtemperatur- und Gleichdruckeinblasung einen Totaldruck des eingeblasenen Fluids, der nahezu dem der Diffusorströmung

entspricht. Wird das Fluid zur Einblasung dem Überschallteil des Rampeneinlaufs entnommen, so liegt dessen Totaldruck bei Erreichen des Diffusors darunter, da in der Zuleitung zur Einblasestelle und in den Drosseleinrichtungen zur Regelung des Einblasemassenstroms strömungsmechanische Verluste auftreten. Die Entnahme des einzublasenden Fluids nach einer der ersten Verdichterstufen des Turboteils ist im Anwendungsfall nicht praktikabel, da sie sich negativ auf die Gesamtenergiebilanz auswirkt. Aber auch eine alleinige Absenkung der letzten Rampe ohne Einblasung verspricht eine Verbesserung im aerodynamischen Verhalten. Durch die lokale Verringerung des Diffusorwinkels soll die Ablösung an der Kanaldecke unterdrückt werden. Die unausweichliche Ablösung an der Hinterkante der abgesenkten Rampe fällt in ihrer Intensität jedoch geringer aus und führt somit zu niedrigeren Gesamtverlusten.

Die Absenkung der letzten Rampe um  $2^\circ$  im variablen Teil des Unterschalldiffusors muß im Modell nachgebildet werden, da dieses nicht verstellbar gefertigt ist. Schwarz (1997) hat ein Anforderungsprofil an die Ausführung der Geometrieveränderung erstellt und unterschiedliche Lösungsansätze daraufhin bewertet. Im Rahmen dieser Studie wurden ein Einschub aus Holz, eine Konstruktion aus profilierten Blechen, das partielle Ausgießen des Diffusors mit Harz und eine aus Metall gefräste Kontur miteinander verglichen. Die hohe Genauigkeit bei der Fertigung, die ausreichende mechanische Festigkeit und problemloser Ein- und Ausbau waren die Gründe, die Entscheidung zu Gunsten einer aus Aluminium gefrästen Kontur zu treffen. Nach erfolgtem Einbau wurde der modifizierte Einlaufdiffusor zum Nachweis der neuen Geometrie bei der BMW AG in München auf einer hochgenauen 3D-Meßmaschine mit Saphir-Tastkopf vermessen (vergl. Tab. 3.1).

### 3.3.2 Beeinflussung der Zuström Grenzschicht

Schlichting et al. (1982) beschreiben, daß mit Erhöhung des Turbulenzgrads in der Grenzschicht durch den erhöhten Energieaustausch aufgrund der Schwankungsbewegungen deren Ablöseneigung sinkt. Dies geht auch aus Untersuchungen an Gittern von Strömungsmaschinen hervor (Hourmouziadis et al., 1989; Mayle, 1991). Teusch (1997) weist anhand von Versuchen an einem Verdichtergitter nach, daß in verzögerter Strömung mit steigender Reynoldszahl und damit steigendem Turbulenzgrad in der Grenzschicht die Ablöseneigung der Strömung sinkt und eine laminare Ablöseblase verschwindet. Durch zusätzliche im engsten Querschnitt in die Strömung eingebrachte Störkörper, die für eine erhöhte Verwirbelung sorgen, wird eine Steigerung des Turbulenzgrades im vorliegenden Fall erreicht. Abb. 3.7 zeigt die mit Konstanttemperatur-Hitzdrahtanemometrie (CTA) aufgenommene Verteilung des Turbulenzgrads im engsten Querschnitt. Im Nachlauf der Störkörper liegt der Turbulenzgrad über dem der freien Zuströmung. Als geeignete Vorrichtung wird zur Verlängerung des Düsenaustritts ein Abstandskasten mit konstantem Querschnitt eingeflanscht, in dessen Oberseite zwei Reihen von je 5 Schrauben mit 15mm Länge, 2mm Schaftdurchmesser und flachem Gewindeabschluß gleichmäßig verteilt werden. Die scharfen Kanten der Schrauben sorgen für eine starke Verwirbelung im Nachlauf und somit für eine Erhöhung des Turbulenzgrads der Grenzschicht. Durch unterschiedliche Einschraubtiefe ist die Aufdickung der Grenzschicht "ein-

stellbar", während ein Ausdrehen der Schrauben bis zum bündigen Abschluß des Gewindeendes mit der Kanaloberseite den unbeeinflussten Ausgangszustand wieder herstellt. Durch das Anbringen einer zusätzlichen Kontermutter werden die Störkörper verspannt und vermeiden durch die Abdichtung Leckagen an den Gewindebohrungen. Die Störkörper der beiden Reihen liegen in Hauptströmungsrichtung fluchtend hintereinander, so daß sich im Falle beider eingedrehter Reihen die stromab gelegenen Schrauben bereits im Nachlauf der stromauf gelegenen befinden. Aus vorhergehenden Untersuchungen geht hervor, daß dieser erste Nachlauf an der zweiten Störkörperreihe geteilt und somit aufgefächert wird. Die Grenzschicht wird nun noch gleichmäßiger über den Querschnitt beeinflusst, ohne daß der Versperrungsgrad durch die Schrauben ansteigt. Im Fall einer Anordnung nebeneinander besteht die Gefahr, daß durch die Reduzierung der effektiven Kanalfäche und aufgrund der schon im unbeeinflussten Fall hohen Machzahlen lokale Überschallgebiete entstehen, die das Strömungsbild verfälschen und das Modell infolge instabiler Expansionsstöße mechanisch hoch belasten. Für die vorliegenden Untersuchungen wurden die Störkörper 10mm eingedreht.

### 3.4 Meßtechnik

Die verwendete Meßtechnik erlaubt neben der Erfassung der Strömungsgrößen innerhalb der Meßstrecke eine Echtzeitdarstellung der für die Einstellung des gewählten Kanalbetriebspunktes notwendigen Kennwerte und der Sondenkenngößen. Dieses Monitoring der relevanten Parameter präzisiert die Vergleichbarkeit der Ergebnisse, da ein Fehlverhalten (Abweichung des Betriebspunktes, Überschreiten der Kalibrierbereiche der Sonden) ad hoc korrigiert werden kann.

#### 3.4.1 Ölanstrichbilder

Zur qualitativen, zweidimensionalen Untersuchung von Strömungsphänomenen sind Ölanstrichbilder ein wichtiges Hilfsmittel. Durch das Sichtbarmachen von Strömungsvorgängen auf benetzten Oberflächen ist eine Interpretation von Strömungsverlauf, Ablöse- und Wiederanlegelinien sowie wandnahen Wirbeln möglich. Vor allem Sekundärströmungsphänomene können auf diese Art leicht erkannt werden. Das Verfahren beruht darauf, daß sich flüssige Farbe, die auf die Kanalwände aufgetragen wird, in Relation zu den Wandschubspannungen auf den Oberflächen verteilt. Die Mischung aus Weißöl, Petroleum und einem fluoreszierenden Pulver wird durch die reibungsbehaftete Strömung mittransportiert, wobei in Bereichen hoher Schubspannung mehr Farbe abgetragen wird, als in Bereichen niedriger Wandschubspannung. Die sich ergebenden Streichlinien werden auch Wandstromlinien genannt und sind nach Hornung (1985) Integralkurven des Richtungsfeldes der Wandschubspannungen. Dieses Richtungsfeld ist in guter Näherung identisch mit dem der Strömungsgeschwindigkeiten in unmittelbarer Wandnähe.

Zur Auswertung wird der Unterschalldiffusor ausgebaut und die im Inneren vorhandenen Anstrichbilder mittels einer CCD-Videokamera unter UV-Licht, das den Kontrast der fluoreszierenden Farbpartikel erhöht, aufgezeichnet. Bei der Auswertung der Bilder ist jedoch zu be-

achten, daß die Grenzschichtentwicklung unter Umständen von der Farbaufragung geringfügig beeinflußt werden kann. Da dieses Verfahren nur eine zweidimensionale Erfassung des Strömungsbildes an der Wand erlaubt, darf eine Information aus den Bildern deswegen nicht isoliert betrachtet werden (Weiß, 1993). Liegt ein dreidimensionaler Fall vor, müssen zusätzliche Untersuchungen wie z.B. Feldtraversierungen und Druckverteilungsmessungen durchgeführt werden.

#### 3.4.2 Strömungsfeldtraversierung mittels Fünflochsonden

Zur Strömungsfeldtraversierung in den einzelnen Meßebenen werden bis zu drei Pyramidenkopf-Fünflochsonden gleichzeitig eingesetzt. Diese pneumatischen Drucksonden (Abb. 3.8) zeichnen sich durch hohes Auflösungsvermögen der Strömungsverhältnisse aus (Depolt et al., 1990 und 1991). Anhand der Druckverteilung an den fünf Bohrungen bzw. der Druckdifferenzen zweier gegenüberliegender Bohrungen in Relation zu der zentral angebrachten Bohrung werden die Strömungsfeldgrößen  $\alpha$  und  $\beta$  (Nick- und Schiebewinkel),  $Ma$ ,  $p_t$  und  $p$  an jedem Punkt des Meßnetzes bestimmt. Durch zusätzliche Bestimmung der Totaltemperatur können über die Machzahl die Komponenten des Strömungsvektors im Raum berechnet werden. Die zentrale Einheit der Meßwerterfassung ist das auf einem PC installierte und am Institut entwickelte Programm MESSMOB2 (Meßwerterfassungs- und Verarbeitungssoftware zur Strömungsfeldbestimmung im Modellwindkanal BLASIUS 2). Zunächst werden sämtliche gemessene Drücke und Temperaturen von den entsprechenden Druck- und Temperaturaufnehmern in Spannungen gewandelt (vgl. Abb. 3.9), die anschließend im PC weiterverarbeitet werden. Die Spannungen werden dazu von zwei Meßwerterfassungskarten mit einer Auflösung von 16 Bit digitalisiert und im Anschluß über die jeweiligen Kalibrierdaten der Sonden und Meßumformer in die physikalischen Werte der Strömungsgrößen umgerechnet.

Die an der Fünflochsonde gemessenen Drücke werden unter Betrachtung der Numerierung der Sondenbohrungen gemäß Abb. 3.8 in dimensionslose Kenngrößen umgerechnet:

$$K_\alpha = \frac{p_3 - p_1}{\Delta p} \quad \text{Gl. 3.1}$$

$$K_\beta = \frac{p_4 - p_2}{\Delta p} \quad \text{Gl. 3.2}$$

$$K_{Ma} = \frac{\Delta p}{p_0} \quad \text{Gl. 3.3}$$

$$K_{pt} = \frac{p_t - p_0}{\Delta p} \quad \text{Gl. 3.4}$$

$$K_p = \frac{p_0 - p}{\Delta p} \quad \text{Gl. 3.5}$$

mit

$$\Delta p = p_0 - \frac{p_1 + p_3}{2} \quad \text{Gl. 3.6}$$



Mit diesen Kenngrößen und den Kalibrierkoeffizienten  $C_{ijk}$  (siehe unten) werden die gewünschten Strömungsgrößen  $Y$  ( $Y \equiv \alpha, \beta, Ma, K_{pt}, K_p$ ) mit folgendem Approximationspolynom interpoliert:

$$Y = \sum_{i=1}^I \left[ \sum_{j=1}^M \left[ \sum_{k=1}^N C_{ijk} K_{Ma}^{k-1} \right] K_{\beta}^{j-1} \right] K_{\alpha}^{i-1}. \quad \text{Gl. 3.7}$$

Der lokale statische Druck und der lokale Totaldruck errechnen sich aus den oben angegebenen Kennzahlen:

$$p = p_0 - K_p \cdot \Delta p, \quad \text{Gl. 3.8}$$

$$p_t = p_0 + K_{pt} \cdot \Delta p. \quad \text{Gl. 3.9}$$

Für die statische Temperatur am Diffusoraustritt gilt für adiabate Strömung zwischen Beruhigungskammer und Diffusoraustritt:

$$T = \frac{T_{t, Bk}}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2}. \quad \text{Gl. 3.10}$$

Aus den bisher berechneten Größen werden der örtliche Geschwindigkeitsvektor und dessen Komponenten im sondenfesten  $x, r, \varphi$  - Koordinatensystem, mit Ursprung im Mittelpunkt der Zentralbohrung (0), bestimmt:

$$V = Ma \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}, \quad \text{Gl. 3.11}$$

$$\begin{aligned} v_x &= V \cdot \cos \beta \cdot \cos \alpha \\ v_r &= -V \cdot \sin \beta \\ v_{\varphi} &= -V \cdot \cos \beta \cdot \sin \alpha \end{aligned} \quad \text{Gl. 3.12}$$

Die Transformation in das kanalfeste  $x, y, z$  Koordinatensystem, wobei die positive  $x$ -Achse in Strömungsrichtung zeigt, wird durch eine Drehung um den Winkel  $\Phi$  um die  $x$ - Achse erreicht:

$$\begin{aligned} v_y &= v_{\varphi} \cdot \cos \Phi - v_r \cdot \sin \Phi \\ v_z &= v_{\varphi} \cdot \sin \Phi + v_r \cdot \cos \Phi \end{aligned} \quad \text{Gl. 3.13}$$

Voraussetzung für dieses Vorgehen ist jedoch, daß die Sonden zuvor kalibriert wurden, um eine eindeutige Zuordnung zwischen den gemessenen Bohrungsdrücken und dem herrschenden Strömungszustand herzustellen. An der institutseigenen Freistrahalkalibriereinrichtung (Progorovics, 1997; Schwarz, 1997) werden die drei vorhandenen pneumatischen Fünflochsonden im Machzahlbereich von  $Ma = 0.1$  bis  $0.9$  und bei Gier- und Nickwinkeln ( $\alpha, \beta$ ) im Bereich von  $-30^\circ$  bis  $+30^\circ$  kalibriert, um die Sonden an die zu erwarteten Strömungsverhältnisse anzupassen. Zur Bestimmung der Kalibrierkoeffizienten  $C_{ijk}$  für das Approximati-

onspolynom nach Gl. (3.7) wird die Sonde bekannten Zuströmbedingungen ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $Ma$ ,  $p_t$ ,  $p$ ) ausgesetzt, die dimensionslosen Beiwerte nach Gl. (3.1-3.5) gebildet und in Gl. (3.7) eingesetzt. Man erhält ein System unabhängiger Gleichungen. Zur Berechnung von  $L \cdot M \cdot N$  Kalibrierkoeffizienten  $C_{ijk}$  wird ein Gleichungssystem mit ebenso vielen unabhängigen Gleichungen benötigt (Broichhausen et al., 1981). Die Auswertung des Gleichungssystems erfolgt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadratsumme.

Die Fehlerquadratsumme ergibt sich zu:

$$Q_n = \sum_{r=1}^u \sum_{s=1}^v \sum_{t=1}^w \left( Y_{n_{rst}}^* - Y_{n_{rst}} \right)^2, \quad \text{Gl. 3.14}$$

wobei  $u$ ,  $v$ ,  $w$  der Anzahl der berücksichtigten Meßpunkte für  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $Ma$  entspricht.

Die Lösung des Gleichungssystems ergibt sich nun aus der Bedingung für das Minimum der Fehlerquadratsumme  $Q$ . Dazu werden die partiellen Ableitungen der Fehlerquadratsumme nach den unbekannten Koeffizienten zu Null gesetzt.

$$\frac{\partial Q_n}{\partial C_{n_{ijk}}} = 0 \quad \text{Gl. 3.15}$$

mit  $i = 1, u$ ;  $j = 1, v$ ;  $k = 1, w$

Dies wiederum ergibt ein lineares Gleichungssystem, das in Matrixform nach dem Falkschema aufgestellt und nach dem Gauß-Jordan Verfahren mit Pivotisierung gelöst werden kann (Broichhausen et al., 1981). Als Ergebnis erhält man das Feld der Kalibrierkoeffizienten. Je mehr Meßpunkte innerhalb des Kalibrierbereichs aufgenommen werden, desto höher wird die Zahl der Stützstellen der Interpolation. Dies erhöht die Genauigkeit des Approximationspolynoms bei Bestimmung von Strömungsgrößen zwischen den diskreten Meßpunkten.

Unmittelbar hinter dem Unterschalldiffusor wird eine Meßebeine eingeflanscht, die drei am Umfang um jeweils  $120^\circ$  versetzte, schlitzförmige Öffnungen enthält, durch welche die Sonden in die Strömung eingebracht werden können. Zusätzlich angebrachte Traversiergeräte für die radiale Verstellung ermöglichen zusammen mit der axial drehbar gelagerten Meßebeine eine vollständige Traversierung des Austrittsebene.

### 3.5 Strömungsfelduntersuchungen in der Austrittsebene des Einlaufdiffusors

Bei allen durchgeführten Versuchen werden folgende Zuströmbedingungen eingestellt, die aus der Flugenvelope auf den Modellmaßstab übertragen werden (Müller, 1996). Sie entsprechen dem Betriebspunkt im Moment des Umschaltvorgangs zwischen Turbo- und Staustahltrieb, bei dem wegen des maximalen Diffusorwinkels die stärksten Inhomogenitäten im Unterschalldiffusor erwartet werden (vergl. Kap. 3.1). Die Machzahl am Diffusor ergibt sich aus den Stoßbeziehungen der auftretenden Verdichtungsstöße an den Rampen im Überschallbe-

reich, das Niveau von Totaldruck- und -temperatur bei der Einstellung des Massenstroms und der auf den hydraulischen Durchmesser bezogenen Reynoldszahl von ca.  $3.01 \cdot 10^6$ :

Machzahl am Diffusoreintritt:	$Ma = 0.60$
Massendurchsatz, gemessen an der Meßblende:	$\dot{m} = 4.5 \text{ kg/s}$
Totaldruck in der Beruhigungskammer	$p_t = 2.228 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
Totaltemperatur in der Beruhigungskammer:	$T_t = 301 \text{ K}$

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die durchgeführten Versuche:

	Ohne Rampenabsenkung	Mit Rampenabsenkung
Ohne Grenzschichtbeeinflussung	<b>Versuch 1</b>	<b>Versuch 3</b>
Mit Grenzschichtbeeinflussung	<b>Versuch 2</b>	<b>Versuch 4</b>

Tab. 3.2: Meßprogramm am Modellwindkanal BLASIUS

### 3.5.1 Versuch 1: Strömungsfeld ohne Absenkung der Rampe; ohne Grenzschichtbeeinflussung

Abb. 3.10 zeigt das Anstrichbild zu Versuch 1 ohne Beeinflussung der Grenzschicht und ohne Absenkung der Rampe. Die etwa in der Bildmitte quer über die Kanaldecke verlaufende Linie ist die Trennebene zwischen variablem und fixem Teil des Einlaufs. Die Blickrichtung für alle Abbildungen ist entgegen der Strömungsrichtung.

In der Bildmitte sind an der Kanaldecke zwei dominierende Wirbelzentren zu erkennen. Etwas weiter stromaufwärts verläuft, ebenfalls an der Kanaldecke, quer zur Kanalrichtung eine Ablöselinie. Ausgehend von einem Sattelpunkt im Bereich des Kanalmittelschnitts biegen sich beide Äste im weiteren Verlauf und laufen in die Wirbel hinein. Diese dreidimensionale Ablösung wird durch den zu großen Diffusoröffnungswinkel ausgelöst (Seltsam, 1995). Die seitlichen Ränder der Ablöseblase rollen sich zu zwei gegenläufig drehenden Wirbeln auf, die durch Sekundärströmungseffekte, hervorgerufen durch die lokale seitliche Einengung des Kanals in diesem Bereich, initiiert werden. Diese Form der Ablösung ist der als "Eulengesicht 1. Art" bekannten Ablösungserscheinung (Perry et al., 1984) sehr ähnlich, jedoch läßt sich die für das "Eulengesicht" charakteristische Anlegelinie im Anstrichbild nicht finden. Der im hinteren Diffusorbereich (Eintritt) zunächst nach links gerichtete S-Schlag des Kanalmittelschnitts (Kap. 3.1) bewirkt einen Sekundärströmungseffekt, der als Festkörperdrall bezeichnet wird (Seddon et al., 1985). Dieser facht den rechten Wirbel an, während er dem linken entgegenwirkt und dieser bis zum Diffusoraustritt ausgelöscht wird, was anhand der ab der Trennebene zwischen variablem und fixem Diffusorbereich in der linken Hälfte der Kanaldecke erkennbaren Linie deutlich wird, die in ihrem weiteren Verlauf zusehends nach links bis zur '11-Uhr' Position abgelenkt wird. Diese Ablöselinie entsteht durch das Auftreffen der durch

die beiden Wirbel zur Kanalmitte hin bewegten Fluidmassen (Perry et al., 1984). Durch den im Anstrichbild rechts sichtbaren, stärker ausgeprägten Wirbel verschiebt sich der Ansatz dieser Trennlinie dann vom Mittelschnitt weg nach links.

Die Darstellung der Untersuchungen mittels Fünflochsonden ergibt die in [Abb. 3.11](#) aufgetragenen Verteilungen von bezogenem Totaldruck und der bezogenen Quergeschwindigkeitsvektoren. Die auf die jeweils lokal herrschende Axialgeschwindigkeit bezogenen Quergeschwindigkeitsvektoren verdeutlichen die zwei bereits im Anstrichbild identifizierten Phänomene. Im Bereich der '10-Uhr' Position erkennt man das Aufeinandertreffen der beiden durch die Wirbel beeinflussten Luftmassenströme wieder, wobei der linksdrehende Wirbel deutlich sichtbar wird, während der ursprünglich rechtsdrehende Wirbel bereits ausgelöscht ist. Betrachtet man die Bewegungstendenz des Fluids über den gesamten Austrittsquerschnitt, so erkennt man den leichten Festkörperdrall entgegen dem Uhrzeigersinn. Im Bereich des Kanalbodens läßt sich eine Zone mit erhöhten Quergeschwindigkeiten lokalisieren, die mit einem Zusammenfließen der Grenzschicht und einer beginnenden Ablösung erklärt wird.

Das Gebiet hoher Druckverluste im Bereich der Kanaldecke spiegelt das aus dem Anstrichbild bekannte Ablösegebiet bzw. die Zone hoher Quergeschwindigkeiten aus der Quergeschwindigkeitsverteilung wieder. Die stärksten Verluste, also der geringste bezogene Totaldruck  $p_{t,loc} / \bar{p}_{t,nom} = 0.93$  treten in dem Sektor der Diffusoraustrittsebene an der '11-Uhr' Position auf, an der bereits im Anstrichbild die in Strömungsrichtung verlaufende Ablöselinie zu erkennen war. Die von der Decke abgelöste Strömung bildet ein Hindernis für die verlustarme Kernströmung und lenkt diese vom mittleren Bereich des Querschnitts zum Kanalboden hin ab, wobei die aufgrund der Kanalkrümmung asymmetrische Ablöseblase die Kernströmung bevorzugt in die rechte Kanalhälfte drängt.

Die verlustreiche Zone am Kanalboden kann nicht alleine mit der zunehmenden Aufdickung der Grenzschicht in Diffusorlängsrichtung erklärt werden. Das Anstrichbild liefert dazu keinen entscheidenden Hinweis. Die hohen relativen Quergeschwindigkeiten in diesem Bereich zeigen die Existenz eines Gebietes mit niedriger Axialgeschwindigkeit und Querkontraktion der Strömung, was auf eine sich entwickelnde Ablösung hindeutet, die im Rahmen der durchgeführten numerischen Untersuchungen bestätigt wurde (vgl. Kap. 7.5).

Die Verteilung der Störparameter über den Umfang kann [Abb. 3.12](#) entnommen werden. Der DC(60) Parameter mündet bei einem Sektoranfangswinkel von  $\phi_0 = 80^\circ$  in den Maximalwert von 0.53. Die sektorielle Ausdehnung dieser Erhebung zwischen zwei Störungsminima beträgt  $\Delta\phi_0 = 138^\circ$ . Darauf folgt eine minimale Überhöhung bei  $\phi_0 = 170^\circ$ , die den kleineren, im Querschnitt links gelegenen Anteil der zusammengerückten Kernströmung kennzeichnet, mit DC(60)=0.05 aber nicht nennenswert vom Durchschnittsniveau des Totaldrucks abweicht. Im weiteren Verlauf leitet sich aus dem Gebiet niedrigen Totaldrucks an der Kanalunterseite eine Abweichung dieses Bereiches zu DC(60)=0.13 bei einer Umfangsposition von  $\phi_0 = 225^\circ$  ab, während die abschließende Erhebung bei  $\phi_0 = 325^\circ$  mit einem Wert von DC(60)=0.23 durch die in diesem Bereich fließende Kernströmung bestimmt wird. Aus der Verteilung des SC(60)

Koeffizienten gelingt der Nachweis, daß neben dem in der Quergeschwindigkeitsverteilung sichtbaren, linksdrehenden Wirbel bei  $\phi_0=75^\circ$  mit einem Wert von  $SC(60)=0.10$  keine weiteren, nennenswerten Drallstörungen vorhanden sind.

### 3.5.2 Versuche 2, 2a: Strömungsfeld ohne Absenkung der Rampe; mit Grenzschichtbeeinflussung

Vergleicht man das Anstrichbild für den Fall mit Grenzschichtbeeinflussung (Abb. 3.13) mit Versuch 1 ohne Grenzschichtbeeinflussung (Abb. 3.10), so fällt auf, daß für Versuch 2 keine Ablösungserscheinung und keine Wirbelbildungen an der Kanaldecke zu erkennen sind. Vielmehr deutet das Anstrichbild auf eine anliegende Grenzschicht hin, die mit den Nachläufen der Störkörper (helle, in Strömungsrichtung verlaufende Streifen) durchsetzt ist. In der Trennebene zwischen variablem und fixem Diffusorbereich sind auf der rechten Seite Anzeichen einer Wirbelbewegung festzustellen.

Wandelt man jedoch die Bedingungen in Versuch 2a etwas ab und läßt nur die stromab gelegene Störkörperreihe in die Deckengrenzschicht ragen, so lassen sich, wenn auch schwach, wieder erste Anzeichen einer Ablösung erkennen (Abb. 3.14). Folgt man vom Diffusoreintritt ausgehend den Nachlauflinien der Störkörper an der Kanaldecke, so bildet sich im weiteren Verlauf stromabwärts eine dunkle Zone aus, mit derselben Gestalt, wie die aus Versuch 1 bekannte, voll ausgeprägte Ablöselinie. Auch die Wirbelstruktur im Bereich der Kanalmitte ist wieder deutlicher auszumachen.

Die Verteilung der bezogenen Quergeschwindigkeiten für Versuch 2 (Abb. 3.15) zeigt jedoch im Bereich der Decke einen nicht vollständig geschlossenen Wirbel, der sein Zentrum etwas im Uhrzeigersinn verschoben hat und nun nahe der '12-Uhr' Position liegt, was eine Verringerung des Festkörperdralls nachweist. Ähnlich wie bei Versuch 1 kann man in der '10-Uhr' Position wieder die Erscheinungen der Ablöselinie in Form von gegeneinander laufenden Fluidmassen erkennen, die im Anstrichbild nicht mehr sichtbar war. Die Verlustverteilung für Versuch 2 zeigt eine prinzipiell ähnliche Verteilung von Zonen hoher Verluste. Lediglich die Ausdehnung dieses Gebiets ist bei den vorliegenden Versuchsbedingungen größer als bei Versuch 1. Die in die Strömung ragenden Störkörper stellen eine Versperrung dar und haben einen Totaldruckverlust durch Reibung und somit auch einen Geschwindigkeitsverlust zur Folge. Dies bewirkt, daß die Kernströmung, wie aus der Verlustverteilung ersichtlich, durch die zusätzlich aufgedickte Grenzschicht im Deckenbereich noch weiter zusammengedrückt wird. Durch diesen Effekt wird auch die Grenzschicht am Kanalboden stark in vertikaler Richtung komprimiert und die beginnende Ablösung verhindert. Die aufgedickte aber turbulente Grenzschicht löst nicht mehr quer über die Kanaldecke ab, die Sekundärströmungseffekte infolge der lokalen horizontalen Einschnürung bleiben davon jedoch unberührt und führen zur Bildung des gegenläufigen Wirbelpaares. Die Transportmechanismen, mit denen das energiearme Fluid im Bereich der Diffusordecke bewegt wird, sind gleich; sie erklären die dem Versuch 1 ähnlichen Verlustverteilungen (Schwarz, 1997, Schwarz et al. 1999).

Die Auswertung der Störparameter (Abb. 3.16) unterstreicht die Aussage, daß sich die Totaldruckverluste in Intensität und Ausdehnung vergrößert haben. Der maximale Wert liegt nun bei  $DC(60)=0.59$  bei einer Umfangsausdehnung von  $\Delta\phi_0=153^\circ$ , während sich die weiteren Erhebungen nur unwesentlich vom Ausgangsfall des Versuchs 1 unterscheiden. Das fast vollständige Verschwinden von Quergeschwindigkeiten in Umfangsrichtung erklärt das Absinken des  $SC(60)$  Parameters unter die wirksame Grenze von 0.05.

### 3.5.3 Versuch 3: Strömungsfeld mit abgesenkter Rampe; ohne Grenzschichtbeeinflussung

Der im Anstrichbild des Versuchs 3 sichtbare, helle Streifen an der Kanaloberseite ist der reflektierende Abschluß des Aluminiemeinsatzes, der die Absenkung der Rampe nachbildet (Abb. 3.17). Etwas weiter stromaufwärts auf der Rampe befindet sich der Sattelpunkt einer Ablöselinie, die in ihrem weiteren Verlauf stromabwärts über zwei Äste in je einen Wirbel hineinläuft. Die Wirbelzentren befinden sich unmittelbar am Rampenende. Auch hier liegt wieder eine dreidimensionale Strömungsablösung vor, wobei sich die Seiten der Ablöseblase zu einem gegenläufig drehenden Wirbelpaar aufrollen und, nach links abgedrängt, in der Ablöselinie in Strömungsrichtung münden. Die Unterbindung einer Ablösung an der Kanaldecke wurde nicht erreicht. Der Sattelpunkt der Ablöselinie befindet sich etwas weiter stromabwärts als bei Versuch 1, d.h. der Ablösevorgang setzt gegenüber der ursprünglichen Diffusorgeometrie wegen des verringerten Diffusorwinkels verspätet ein.

Die Verteilungen des relativen Totaldrucks für Versuch 3 (Abb. 3.19) und für die Originalgeometrie (Abb. 3.11) weisen trotz der Unterschiede im Anstrichbild, das nur die Strömungsverhältnisse in Wandnähe verdeutlicht, lediglich geringfügige Abweichungen voneinander auf. Die Verluste im Einflußbereich der Ablöselinie '11-Uhr' Position fallen bei abgesenkter Rampe höher aus. Der Einbau des Rampeneinschubs lenkt die Kernströmung nach unten ab, weswegen die verlustreiche Grenzschicht am Boden des Kanals nahezu eben wird. Die Verteilung der bezogenen Quergeschwindigkeiten verdeutlicht einen weit ausgedehnten Bereich in Umfangsrichtung strömenden Fluids, das keine geschlossene Wirbelstruktur bildet. Dies führt zu einer Bewertung durch den Wirbelkoeffizienten von  $SC(60)=0.14$ , der somit um 40% über dem des Referenzfalles liegt, während das Maximum des Störparameters für die Totaldruckabweichung von  $DC(60)=0.59$  über einen Bereich von  $\Delta\phi_0=148^\circ$  nur um knapp 20% bei ähnlicher Verteilung der Nebenmaxima ansteigt (Abb. 3.20).

### 3.5.4 Versuch 4: Strömungsfeld mit abgesenkter Rampe; mit Grenzschichtbeeinflussung

Die Grundlage für diesen Versuch war die Überlegung, daß die Kombination von verringertem Diffusorwinkel und Grenzschichtbeeinflussung einen stärker ausgeprägten Einfluß auf das Strömungsbild im Diffusoraustritt nehmen kann als die bisherigen Untersuchungen. Auf dem Anstrichbild für Versuch 4 (Abb. 3.18) erkennt man im Bereich des Diffusoreintritts auf der abgesenkten Rampe zunächst wieder die Nachlauflinien der in die Strömung ragenden Störkörper. Weiter stromabwärts unmittelbar vor dem Rampenende ist der Sattelpunkt einer Ablöselinie mit zwei sich zueinander wendenden Ästen zu erkennen, die mit einem erheblich

spitzeren Winkel aus diesem Punkt herauslaufen als in den Anstrichbildern zuvor. Dies hat zur Folge, daß die Ablöseblase nicht die volle Breite des Kanals einnimmt und eine gedrungene Gestalt hat. Im weiteren Verlauf des Diffusors tritt wiederum die bereits aus den vorherigen Versuchen bekannte Ablöselinie als Trennlinie der beiden Wirbeleinflußzentren auf. Das niederenergetische Fluid erreicht nahezu unverändert die Diffusoraustrittsebene und erscheint dort als ausgedehnter, gestörter Bereich (Abb. 3.21). Die Ablösung stellt ein Hindernis für die Kernströmung dar, die in diesem Fall nicht nur sehr weit zum Kanalboden abgelenkt wird, sondern in Form von zwei Ausläufern um die eingeschnürte Ablösung herum ausweichen muß. In der Quergeschwindigkeitsverteilung ist wieder ein geschlossener Wirbel zu erkennen, der mit einer Stärke von  $SC(60)=0.13$  aus der Verteilung der Störparameter hervorgeht. Ebenso ist in Abb. 3.22 der Anstieg der Intensität der Ablösung ersichtlich, den der  $DC(60)$  erreicht mit einem Wert von 0.69 bei einer Ausdehnung von  $\Delta\phi_0=176^\circ$  den höchsten Wert der gesamten Versuchsreihe.

#### Vergleich der experimentellen Ergebnisse:

Beide vorgestellten Möglichkeiten der passiven Einflußnahme auf die Entstehung von Strömungsinhomogenitäten und auch deren Kombination haben nicht den erwarteten Erfolg gebracht. Sowohl die Verlagerung der Ablösung durch den Rampeneinschub als auch die Einflußnahme zur Erzeugung einer Zuströmungsgrenzschicht mit erhöhtem Turbulenzgrad bringen keine Verbesserung. Die zusätzlichen Hindernisse in der Strömung können das Gesamtverhalten des Diffusors nicht ändern, der mit einem halben Diffusoröffnungswinkel von  $\delta/2 > 10^\circ$  an der Rampe für die untersuchten Machzahlen bereits im Bereich *druckinduzierter Ablösung* liegt, was nach Moore et al. (1958) und Seltsam (1995) zu lokalen Ablösungen bei instabiler Grenzschicht führt. Der Mechanismus der Entstehung der Sekundärströmungserscheinungen bleibt von den Modifikationen unberührt. Eine entscheidende Verbesserung des Strömungsverhaltens kann demzufolge nur über einen Neuentwurf der Diffusorgeometrie gelingen (Kap. 7.6.3). Die nachfolgende Entwicklung des Störsimulators und die sich anschließenden Triebwerksversuche stützen sich auf das Strömungsfeld des Diffusors in der Originalgeometrie.

## 4 Entwicklung des Störsimulators für den Triebwerksversuch

Im Vorfeld der experimentellen Untersuchungen am Triebwerk LARZAC 04 unter für Hyperschallantriebe typischen Eintrittsstörungen stehen Entwurf, Entwicklung und Fertigung des Störsimulators im Einlaufkanal. Die vorgegebene Störform muß variabel veränderlich sein, die mechanische Komplexität des Gesamtaufbaus auch wegen der notwendigen mechanischen Festigkeit möglichst gering. Als weitere Vorgabe ist gefordert, daß die Einstellung der Störintensität im laufenden Versuchsbetrieb veränderlich ist, ohne mechanische Umbauten am Versuchsträger vornehmen zu müssen. Der im folgenden Kapitel beschriebene Versuchsaufbau orientiert sich an bereits vorhandenen und bewährten Störsimulatoreinrichtungen. Als weitere Voraussetzung ist gefordert, daß der gesamte Störsimulator spiegelsymmetrisch zur Hochachse der Versuchseinrichtung montierbar sein muß.

#### 4.1 Strömungsfeld hinter angestellten Deltaflügeln

Wird ein schlanker Deltaflügel unter einem Anstellwinkel der Strömung ausgesetzt, so bilden sich eine Druck- und eine Saugseite aus, die zu einer Ausgleichsströmung von der Druck- zur Saugseite führen. Die scharfkantige Gestaltung der Seiten des Deltaflügels bewirkt, daß die Ausgleichsströmung der Flügelkontur nicht folgen kann, es zu Ablösung kommt und sich Vorderkantenwirbel bilden. Bei diesem in *Abb. 4.1* skizzierten Vorgang entsteht ein gegenläufiges, symmetrisches Wirbelpaar, dessen räumliche Ausdehnung mit axialer Entfernung zur Hinterkante des Deltaflügels bis zum Aufplatzen der Wirbel steigt (Hummel, 1967). Weicht die Zuströmung von der Symmetrieebene ab (zusätzlicher Schiebewinkel) oder hat der Deltaflügel eine asymmetrische Form, so entstehen zwei Wirbel unterschiedlicher Intensität. Dieser Mechanismus wird in Hummel et al. (1967) detailliert erläutert. Eine Erweiterung dieser Betrachtungen hinsichtlich dynamischer Vorgänge (oszillierender Flügel) liefert Breitsamter (1997). Als sekundäre Strömungserscheinung ist in geringem Anstand von der Hinterkante des Deltaflügels ein von dieser abgehendes, den Primärwirbeln jeweils gegendrehendes Wirbelpaar vorhanden, das auch durch den Druckgradienten zwischen Flügelober- und Flügelunterseite entsteht. Diese Wirbel sind jedoch klein gegenüber den Vorderkantenwirbeln und werden nach Lauflängen unterhalb einer Sehnenlänge des Deltaflügels dissipiert (Hummel et al., 1967).

Dieses Verhalten von angestellten Deltaflügeln dient dem Aufbau einer Vorrichtung zur Simulation von Wirbelsystemen im Einlaufkanal des Turbostrahltriebwerks LARZAC 04 (Meyer, 1988; Pazur, 1991). Neben der einfachen Variation der Wirbelstärke durch Änderung des Anstellwinkels bietet diese Art der Wirbelgenerierung den Vorteil, daß die in den Wirbelzentren herrschenden Totaldruckverluste gering sind und für das beaufschlagte Triebwerk keine Totaldruckeintrittsstörung darstellen, was die unabhängige Kombination z.B. mit Störsieben ermöglicht.

#### 4.2 Entwurf des Störsimulators, numerische Voruntersuchung

Die Bildung der Vorderkantenwirbel hängt von der Pfeilung des Deltaflügels ab, wobei der Pfeilungswinkel zwischen dem Schenkel des Deltaflügels und der Sehnennormalen gemessen wird. Sind die Pfeilungswinkel ungleich, so hat der Flügel eine asymmetrische Formgebung, die zu asymmetrischer Wirbelbildung führt. Da die in den Modellversuchen vermessene Störung lediglich einen geschlossenen, wirksamen Wirbel aufweist, muß einer der beiden Zwillingswirbel unterdrückt werden. Besitzt der Deltaflügel eine Seite mit Pfeilungswinkel  $90^\circ$  ("halber" Deltaflügel, ein Schenkel parallel zur Strömungsrichtung), so wird die Wirbelbildung an dieser Kante deutlich abgeschwächt. Aufgrund des nach wie vor bestehenden Druckgradienten zwischen Druck- und Saugseite bleibt die Ausgleichsströmung um die Flügelvorderkante jedoch weiterhin bestehen und führt an dem in Strömungsrichtung zeigenden Schenkel zu geringer Wirbelbildung. Um diese Wirbelbildung zu unterdrücken, wird die Seite mit einer Endscheibe versehen. In der Luftfahrttechnik wird dieses Element (hier: engl. winglet) angebracht, um die Umströmung der Flügelspitze zu unterdrücken, die dem selben Mecha-



nismus von Druck- und Saugseite wie beim Deltaflügel folgt. Wie in Kap. 4.1 erwähnt, ist der Totaldruckverlust innerhalb des Wirbels gering. Um die durch die Modellmessung vorgegebenen Zonen niedrigen Totaldrucks in Intensität und Form nachbilden zu können, werden zusätzlich Störsiebe in den Einlaufkanal des Triebwerks eingebracht.

Bei der Auslegung des Simulators sind mehrere Parameter zu untersuchen, die einen Einfluß auf das Strömungsbild in der Triebwerkeintrittsebene haben:

- a) Anstellwinkel, Pfeilung und Spannweite des Deltaflügels
- b) Formgebung und Größe der Endscheibe
- c) Form, Position und Wirksamkeit der Störsiebe

Die Vielzahl an möglichen Variationen verbietet die experimentelle Untersuchung dieser Einflußfaktoren, weshalb eine numerische Untersuchung des Störsimulators durchgeführt wurde, um die Auswirkungen auf die ungestörte Zuströmung nachzuweisen. Ausgehend von am Institut vorliegenden Daten des Strömungsfeldes eines symmetrischen Deltaflügels (Genßler et al., 1986; Meyer, 1988) und den geometrischen und aerodynamischen Randbedingungen an der Triebwerksversuchsanlage wurde ein Rechnetz entworfen, das diese Vorgaben detailliert nachbildet. Mit Hilfe des Netzes (Abb. 4.2) wurden unterschiedliche Konfigurationen durch Variation der Parameter a) bis c) untersucht und die Wirksamkeit des Störsimulators bei unterschiedlichen Betriebspunkten nachgewiesen.

Das Rechnetz zur räumlichen Diskretisierung des Einlaufkanals wurde von der Topologie so gewählt, daß die Änderungen an der Geometrie durch das Setzen unterschiedlicher Wandrandbedingungen möglich wurden, ohne das Netz grundlegend verändern zu müssen. Durch die Verschiebung der Blockgrenzen kann der Pfeilungs- und Anstellwinkel des Deltaflügels eingestellt werden, ebenso die räumliche Dimension der Endscheibe in x- und z-Richtung sowie deren zweidimensionale Profilierung (y-Richtung). Die auf einen Siebträger zu montierenden Störsiebe werden bei der Eintrittsrandbedingung als Zonen niedrigeren Totaldrucks simuliert, die durch das Turbotriebwerk vorgegebenen Betriebspunkte durch unterschiedliche Randbedingungen an der Austrittsebene des Rechengebietes, die der Triebwerkeintrittsebene entspricht. Die Untersuchungen wurden mit dem stationären 3D Navier-Stokes Strömungslöser FINE/Turbo (vgl. Kap. 7.4.3) durchgeführt.

Die Untersuchungen ergeben, daß bei einem Pfeilungswinkel von  $57^\circ$  und einem Anstellwinkel des Deltaflügels von  $20^\circ$  die Wirbelstärke den Vorgaben entspricht. Die Endscheibe zur Unterdrückung des zweiten Wirbels muß in z-Richtung über einen halben Kanalradius in den Einlauf hineinragen, so daß diese aufgrund der zu erwartenden Fertigungs- und Festigkeitsproblematik als Trennwand über die gesamte Kanalhöhe konzipiert wurde. Bei der Festlegung der Verlustzonen für den Totaldruck wurde darauf geachtet, daß die simulierten Verluste mit herkömmlichen Störsieben realisierbar sind, da sich deren Verlustbeiwert nach der lichten Maschenweite und der Dicke der Drähte richtet und nur innerhalb vorgegebener Grenzen variabel ist. Der Verlustbeiwert  $\zeta_i$  in einem gestörten Sektor dient hier nur zur Bewertung der

Wirksamkeit des Siebes (nicht zur Bewertung des Simulators). Er errechnet sich aus den Strömungsgrößen vor (Index 1) und nach dem Sieb (Index 2) zu

$$\zeta_i = \frac{p_{i1} - p_{i2}}{p_{i1} - p_i} \quad \text{Gl. 4.1}$$

und beträgt bei der numerischen Simulation der Siebe  $\zeta_i=0.88$ .

Abb. 4.3 zeigt die Ergebnisse der oben beschriebenen Parameterkombination. Die Auswerteebene entspricht der in Kap. 4.4 beschriebenen Meßebe des Drallmeßrechens, die der eigentlichen Triebwerkeintrittsebene um ca. 0.8 Durchmesser des Triebwerkseinlaufs vorgelagert ist. Die Verteilung des bezogenen Totaldrucks zeigt die Überlagerung des durch das Sieb erzeugten Totaldruckverlustes mit dem Wirbelkern. Sie führt zu einer Verlustzone, die in Formgebung und Intensität ( $p_{i,loc}/\bar{p}_{i,mean}=0.93$ ) gut mit den Vorgaben aus den Modellmessungen (Kap. 3.5) übereinstimmt. Die ungestörte Strömung umschließt diese Verlustzone und das zweite Verlustgebiet am Kanalboden. Sie erstreckt sich jedoch weiter in das Quartal links unten des Kanals (ab '9-Uhr' Position) und führt zu steileren Gradienten zwischen gestörter und ungestörter Zone, da der gleiche Niveauunterschied im Totaldruck innerhalb einer kleineren Umfangsstrecke erfolgt. Die Verteilung der bezogenen Quergeschwindigkeiten wird von dem durch den Deltaflügel generierten linksdrehenden Wirbel auf der '11-Uhr' Position dominiert, der sich über einen halben Querschnittsdurchmesser in die Ebene erstreckt. Das Fehlen des gegendrehenden Wirbels zeigt die Wirksamkeit der Endscheibe, wodurch die Umströmung der in Strömungsrichtung zeigenden Flügelvorderkante gänzlich unterbunden wird. Die in Kap. 4.1 beschriebenen Sekundärwirbel der Flügelhinterkante sind nicht mehr vorhanden.

Die gute Übereinstimmung des Strömungsfeldes wird durch den Vergleich der dimensionslosen Störparameter (Abb. 4.4) weiter bestätigt. Die dominierende Erhebung des DC(60) erreicht mit einem Maximalwert von 0.53 und einer Umfangsausdehnung von  $\Delta\phi_0=120^\circ$  nahezu die Intensität und die Größe der Referenzmessung, die bei einem Sektoranfangswinkel  $\phi_0=76^\circ$  an übereinstimmender Umfangsposition liegt. Es folgen drei weitere Nebenmaxima im weiteren Verlauf von DC(60), wobei im Vergleich mit der Vorgabe auffällt, daß Erhebung zwei und drei vertauscht scheinen. Die Ursache dafür liegt in der oben beschriebenen, weiteren Ausdehnung der ungestörten Strömung in die linke Kanalhälfte, wodurch dieser Sektor stärker vom Mittel des Totaldrucks innerhalb der Auswerteebene abweicht. Im Gegenzug dazu wird die Störwirkung der zweiten Verlustzone durch die Verschiebung der Kernströmung fast aufgehoben und der Störparameter DC(60) wird nahezu Null. Ferner sei noch einmal erwähnt, daß Störparameter unterhalb der Schranken  $DC(60)<0.1$  und  $SC<0.05$  zwar erfaßbar sind, jedoch keinen Einfluß auf das Verhalten des Triebwerks haben (Künkler et al., 1979).

Die in der Verteilung der Quergeschwindigkeiten in Abb. 4.3 nachgewiesene Existenz eines alleinigen Wirbels wird durch den Verlauf der Wirbelkoeffizienten SC bestätigt (Abb. 4.4). Das einzige Maximum bei  $\phi_0=70^\circ$  verdeutlicht diese Drallstörung und liegt mit  $SC(60)=0.18$  zunächst über der Vorgabe. Wie oben erwähnt, liegt die Auswerteebene etwa 0.8 Einlaufdurchmesser stromaufwärts, wodurch bis zur Triebwerkeintrittsebene folgende Änderungen

im Strömungsbild zu erwarten sind: Der Wirbel wird sich infolge innerer Reibung abschwächen, und es ist eine Wirbelintensität gemäß der Modellmessung zu erwarten (Schmid et al., 1998). Die ungestörte Strömung wird sich geringfügig nach oben bewegen, da die Siebe neben dem Axialgeschwindigkeitsdefizit, das hauptverantwortlich für die Reduzierung des Totdrucks ist, auch den statischen Druck absenken. Dieser Druckunterschied ist die treibende Kraft dieser Bewegung. Die Scherströmung zwischen verlustarmer und -reicher Zone wird durch Reibungsvorgänge aufgeweitet, wodurch die Gradienten näher an die Vorgabe rücken und die gegebene Störung detailgetreu nachgebildet werden wird.

### 4.3 Festigkeit des Störsimulators

Eine wesentliche Randbedingung bei der Konstruktion des Störsimulators ist die Garantie der Sicherheit. Da die Simulationsvorrichtungen direkt vor dem Triebwerk montiert sein müssen, würde ein mechanisches Versagen zur Zerstörung des Versuchsträgers und zu erheblichen Gefahren für die gesamte Anlage führen. Die Festigkeitsuntersuchungen werden in die statische, dynamische und aeroelastische Überprüfung unterteilt.

#### statische Festigkeit:

Der Nachweis der statischen Festigkeit beinhaltet die Untersuchung der auftretenden stationären aerodynamischen Kräfte auf die Simulationseinrichtung und deren Befestigung. Darunter fallen die Auftriebs- und Widerstandskräfte des Deltaflügels und die Belastung der Endscheibe durch die Unterschiede im statischen Druck durch die Umströmung des Deltaflügels (Abb. 4.5). Fischer (1999) beschreibt die auftretenden Kräfte und Momente und weist nach, daß die statische Festigkeit bei mehrfacher Sicherheit gegeben ist. Die maximal auftretende Spannung aus dem statischen Fall beträgt:

$$\sigma_{\max, \text{stat}} = 118 \text{ N/mm}^2$$

#### dynamische Festigkeit:

Die Endscheibe erweist sich als die kritische Komponente in bezug auf die dynamische Festigkeit, da sie als längs eingebaute Platte im Einlaufkanal (vgl. Kap. 4.2) mit großer Tragweite am anfälligsten für Schwingungen senkrecht zur Plattenoberfläche ist. Die Verbindung zwischen Platte und Gehäuse des Einlaufs, die durch Halteleisten realisiert wird, hat je nach konstruktiver Ausführung einen Einfluß auf eine Verschiebung der Eigenfrequenzen der idealisierten Platte und somit auf die Eigenmoden des gesamten Systems. Die Endscheibe mit den Abmessungen 454 x 332 x 2.15mm wurde bezüglich ihrer Festigkeit am Institut für Mechanik der Universität der Bundeswehr München mit dem Programmpaket NASTRAN/PATRAN untersucht (Fischer, 1999). Dabei wurde die Geometrie möglichst genau angenähert und ein besonderer Augenmerk auf die Schraubverbindungen zwischen Endscheibe und Halteleisten sowie zwischen Halteleisten und Gehäuse gerichtet.

Zunächst werden die Eigenmoden der Endscheibe mit den erforderlichen Befestigungselementen ermittelt. Es ergeben sich folgende Frequenzen der Plattenschwingung:

Eigenmode	1	2	3	4	5
f [Hz]	56.87	76.11	159.53	166.41	187.59
Eigenmode	6	7	8	9	10
f [Hz]	288.96	317.34	348.41	355.83	460.10

Tab. 4.1: Eigenfrequenzen der Endscheibe des Störsimulators

Die Lage dieser Eigenmoden im Frequenzband des Niederdruckverdichters ist in Abb. 4.6 dargestellt. Die Punkte bilden die Frequenzen ab und sind über dem Frequenzband des NDV aufgetragen. Aus der Erfahrung der Festigkeitsrechnung geht hervor, daß nur die ersten fünf Eigenformen auf Festigkeit geprüft werden müssen. Eigenschwingungen höherer Ordnung werden nicht hinreichend angeregt, ferner sinkt der Energieinhalt bei Schwingungen höherer Ordnung, so daß der Energieeintrag, der zum Versagen führen kann, so gering ist, daß keine mechanischen Schäden zu erwarten sind. Abb. 4.7 zeigt eine typische Schwingungsform; die vollständige Dokumentation der Finite-Elemente Untersuchungen der Endscheibe ist Fischer (1999) zu entnehmen. Deutlich erkennt man bei dieser ersten Schwingungsgrundform die Oszillation der Endscheibe in y-Richtung des Einlaufkanals um die Nullage.

Mit diesem Eingangsdatensatz der Eigenmoden werden folgende Kriterien untersucht:

- tieffrequente Störungen (Anregung der Platte durch die Triebwerkfrequenzen)
- hochfrequente Störungen (Anregung der Platte durch Stromaufwirkung von Strömungsinstabilitäten des NDV, Schaufelfrequenz)
- aerodynamische Eigenstabilität der Platte durch Eigenanregung in der Strömung (Flattern)

Die Endscheibe ist aus INCONEL 718 gefertigt, das bei gleichen Materialeigenschaften wie Stahl (Dichte, Steifigkeit, Querkontraktionszahl) eine deutlich höhere Wechselfestigkeit  $\sigma_w(N_f=10^6)=650 \text{ N/mm}^2$  bei  $R=-1$  besitzt (wobei  $R=\sigma_{\min}/\sigma_{\max}$ , symmetrische Schwingung um die Nullage). Die Endscheibe wird unter Berücksichtigung der Eigenmoden mit den entsprechenden Randbedingungen der Fälle a) - c) angeregt und die auftretenden Spannungen werden bestimmt. Liegen diese unter  $\sigma_w$ , so ist Dauerfestigkeit gegeben.

#### a) tieffrequente Störungen

Das Turbostrahltriebwerk stellt im laufenden Betrieb ein schwingendes System dar. Die zwei rotierenden Wellen des Niederdruck- und des Hochdruckteils erzeugen aufgrund der immer vorhandenen Unwuchten kreisförmige Oszillationen senkrecht zur Triebwerkslängsachse. Die daraus resultierenden Anregungsfrequenzen für Ein- und Anbauteile entsprechen den beiden Rotorfrequenzen und deren Harmonischen, falls eine geringe Eigendämpfung der Wegstrecke zwischen Entstehungsort der Schwingung und der angeregten Masse herrscht; das ist im vorliegenden Fall wegen der steifen Verbindungen gegeben. Für die Festigkeitsuntersuchungen der Endscheibe entspricht die Kreisschwingung dann einer sinusförmigen Anregung senkrecht

zur Plattenebene. Als Eingabe dient hierbei die maximale Beschleunigung der angeregten Befestigungspunkte, die im vorliegenden Fall über Triebwerksgehäuse und Halteleisten auf die Platte eingebracht werden. Dabei handelt es sich um eine sog. Fußpunktbeschleunigung, die gegensinnig (Anregung 1) oder gleichsinnig (Anregung 2) erfolgen kann (vergl. Abb. 4.8).

Die maximale Beschleunigung ist bei  $n_{\text{red.NDV}}=100\%$  zu erwarten. Die technische Dokumentation für das Triebwerk LARZAC 04 (Snecma, 1988) liefert den maximal zulässigen Wert für Triebwerksschwingungen von  $v_{\text{max}}=35$  mm/s, der sich während der Warmlaufphase auf  $v_{\text{max}}=40$  mm/s erhöht.

Die Integration über eine halbe Periode der Schwingung liefert die mittlere Geschwindigkeit:

$$v = 4 \cdot \frac{a_0}{\omega} \quad \text{Gl. 4.2}$$

Mit den Rotorfrequenzen der Komponenten  $f_{\text{ND}}=270$  Hz und  $f_{\text{IID}}=312$  Hz ergibt sich die auftretende Beschleunigung. Um Risiken auszuschließen, wurde  $v=v_{\text{max}}=40$  mm/s und  $\omega=2\pi f_{\text{IID}}$  gewählt, womit eine maximal auftretende Beschleunigung von  $a_0=19.6$  m/s<sup>2</sup> auftritt. Dieser Wert wurde mit einem weiteren *Sicherheitsfaktor* versehen und die Finite-Elemente Untersuchungen wurden daraufhin mit  $a_0=30.0$  m/s<sup>2</sup> durchgeführt. Je nach Form der Eigenmode wurde in der Simulation die Platte gleich- oder gegensinnig angeregt und folgende Spannungen mittels *flexible response* Rechnung ermittelt:

Mode	Anregung	Betrag der max. Spannung [N/mm <sup>2</sup> ]
1	2	311.0
2	1	42.4
3	2	1.6

Tab. 4.2: Mechanische Spannungen: Festigkeitsrechnung der Endscheibe

Die kritische Eigenmode 1 wurde noch einem weiteren Verfahren unterzogen, das bei der BMW-RollsRoyce GmbH (jetzt RollsRoyce Deutschland GmbH) entwickelt wurde, bei dem zur Berechnung der Spannungen die Platte um einen im Vorfeld berechneten Wert ausgelenkt wird. Im vorliegenden Fall wurde die Platte in ihrem geometrischen Mittelpunkt um  $y=5$  mm ausgelenkt, der aus der Eigenmode 1 als Maximalwert hervorging. Die errechnete Spannung hieraus beträgt:

$$\sigma_{\text{max.dyn}} = 461 \text{ N/mm}^2$$

Aus der Superposition der statischen und der dynamischen Belastung ergibt sich:

$$\sigma_{\text{max.ges}} = \sigma_{\text{max.stat}} + \sigma_{\text{max.dyn}} = 579 \text{ N/mm}^2$$

Somit ist  $\sigma_{\text{max.ges}} < \sigma_{\text{vr}} = 650 \text{ N/mm}^2$  und die Festigkeit der Endscheibe gegenüber dieser Schwingungsanregung bei ausreichender Sicherheit gegeben.

## b) Hochfrequente Störungen

Als hochfrequente Anregungen können Druckschwankungen angesehen werden, die vom Niederdruckverdichter stromaufwärts auf die Endscheibe wirken. Darunter fallen Änderungen im statischen Druck aufgrund der vorbeiziehenden Einzelschaufeln (Schaufelfrequenz) oder bei sich entwickelnder Instabilität des Verdichters. Die Schaufelzahl von  $z_{\text{Rotor}} = 23$  der ersten Verdichterstufe verschiebt mögliche Anregungen in einen Bereich jenseits der 10. Eigenmode der Platte, die nur noch sehr geringe Energieinhalte besitzt. Eine mechanische Gefährdung ist somit ausgeschlossen.

## c) aerodynamische Eigenstabilität

Setzt man einen Körper einer An- oder Umströmung aus, so kommt es infolge instationärer Vorgänge in der Nähe des Körpers zu instationären Kräften, die schwingungsanregend wirken, falls die Frequenzen der instationären Vorgänge nahe der Eigenfrequenzen der Körperbewegung liegen. Diese Eigenregung bringt fortwährend Energie aus der Strömung in das schwingende System ein, erhöht die Amplitude der Schwingung und kann bei Überschreitung einer kritischen Last zum mechanischen Versagen führen. Als erste Abschätzung für das Auftreten von Flatterschwingungen ist die *Strouhal-Zahl*  $Sr$  zulässig, die zur Beschreibung instationärer Strömungsvorgänge herangezogen wird und definiert ist zu:

$$Sr = \frac{2\pi f_{\text{Mode}} l_1}{v_{\infty}} \quad \text{Gl. 4.3}$$

wobei:

$f_{\text{Mode}}$  (Frequenz der n-ten Eigenmode)

$l_1 = 0.332 \text{ m}$  (Sehnenlänge der Endscheibe in Strömungsrichtung)

$v_{\infty} = 155 \text{ m/s}$  (Strömungsgeschwindigkeit im Einlauf bei INA-Vollast)

Die errechnete *Strouhal-Zahl* wird mit den Vorgaben für den betrachteten Fall verglichen und muß über dem kritischen Wert liegen. Die Rechnung liefert für die erste Eigenmode mit  $f_{\text{Mode}}=47 \text{ Hz}$  ein  $Sr=0.63$  und für die zweite Eigenmode mit  $f_{\text{Mode}}=68 \text{ Hz}$  ein  $Sr=0.92$ . Für die parallele Anströmung einer zweiseitig eingespannten, ebenen Platte liegt der untere Grenzwert bei  $Sr_{\text{krit}}=0.4$  (1. Mode) und bei  $Sr_{\text{krit}}=0.7$  (2. Mode). Damit ist zu erwarten, daß die angeströmte Endscheibe aeroelastisch eigenstabil ist. Wie oben erwähnt, stellt die Berechnung der *Strouhal-Zahl* nur eine erste Abschätzung dar. Bei der Firma DASA-MTU GmbH in München wurden deswegen detaillierte numerische Berechnungen mit Hilfe eines instationären Strömungslösers durchgeführt, der sowohl die instationären Vorgänge der Strömung als auch die elastischen Veränderungen der Geometrie berücksichtigt. Diese Berechnungen bestätigten die Flattersicherheit der Endscheibe.

#### 4.4 Einbau, Ansteuerung und Meßtechnik

Die strömungsbeeinflussenden Komponenten wurden gemäß der in Kap.4.2 festgelegten Vorgaben gefertigt und in den Einlaufkanal eingebaut. Abb. 4.9 liefert die Ansicht von vorne in den Einlauf. Deutlich sichtbar sind hier die beiden Störsiebe (grau hinterlegt) und der nachfolgende 'halbe' Deltaflügel, der bündig mit der Endscheibe abschließt. Die Siebe befinden sich auf einem Siebträger und sind in ihrer Formgebung weitestgehend dem Umriss der Verlustzonen angepaßt. Sie haben bei einer Drahtdicke von 0.5mm und einer lichten Maschenweite von 1.6mm mit 58% Durchlaß einen konstanten Verlustbeiwert von  $\zeta_r=0.9$  im gesamten Betriebsbereich, da die maximale Lavalzahl von 0.35 nicht überschritten wird (Bernhard, 1993). Der Deltaflügel wird an der bereits vorhandenen Verstelleinrichtung befestigt (Pazur, 1991). Mittels dieser Einrichtung können im Bereich zwischen  $0^\circ$  und  $25^\circ$  beliebige Anstellwinkel des Deltaflügels stufenlos und reproduzierbar angefahren werden. Die Montage der Siebe auf dem Siebträger und des Deltaflügels an der Traversiervorrichtung ist aus Abb. 4.10 zu entnehmen. Abb. 4.11 zeigt den gesamten Versuchsaufbau des in den Einlauf integrierten Störsimulators in der Seitenansicht.

Die Erfassung des Strömungsfeldes hinter dem Störsimulator erfolgt mittels einer Traversiervorrichtung zur Vermessung der kombinierten Eintrittsstörung, die in einem Abstand von ca. 0.8 Einlaufdurchmessern vor der Triebwerkeintrittsebene in die Meßstrecke eingeflanscht ist (Meyer, 1988). Ein Rechen beherbergt 8 gleichartige pneumatische Fünflochsonden, deren Sondenköpfe identisch zu den am Modellwindkanal BLASTUS verwendeten Sonden sind (vgl. Kap. 3.4.2). Die wichtigsten geometrischen Daten dieses sogenannten *Drallmeßrechens* können Abb. 4.12 entnommen werden. Um mit diesem Drallmeßrechen die Strömungsverhältnisse im gesamten Querschnitt erfassen zu können, ist dieser über ein Sondenverstellgerät radial verschiebbar und in Umfangsrichtung drehbar gelagert. Der Meßrechen ist als Diagonalstrebe im Einlauf konzipiert, so daß ein Verstellbereich von  $180^\circ$  eine vollständige Traversierung ermöglicht. Für die sich anschließenden Untersuchungen wurde in  $15^\circ$  Schritten (ergibt 12 Stellungen zwischen  $0^\circ$  und  $165^\circ$  Umfangswinkel) bei jeweils zwei radialen Positionen des Sondenverstellgeräts mit den acht Sonden vermessen, woraus  $12 \times 2 \times 8 = 192$  Meßpunkte in der Auswerteebene resultieren, die das Strömungsbild hinreichend genau auflösen. Die Erfassung der insgesamt 40 Drücke je Meßrechenposition erfolgt über ein Druckmeßsystem (Meyer, 1988), indem über Magnetventile gesteuert jeweils die fünf Drücke einer Sonde zeitgleich gemessen werden. Dies erfolgt über piezoresistive Druckaufnehmer mit Stromausgang, die vor jeder Messung kalibriert werden, um Temperatureinflüsse auszuschließen. Analog zu dem in Kap. 3.4.2 beschriebenen Verfahren werden die aufgenommenen Drücke über Interpolation innerhalb der Kalibrierkurven der einzelnen Sonden und durch Aufnahme der Totaltemperatur im Einlaufkanal in die folgenden strömungsmechanischen Größen umgerechnet:

$p_t$	(Totaldruck)
$p$	(statischer Druck)
$Ma$	(Machzahl)
$V_x, V_y, V_z$	(Komponenten des Strömungsvektors)

Aus diesen Größen werden mit den in Kap. 2.2 erwähnten Auswerteverfahren die Vergleichsgrößen zur Störintensität bestimmt. Für die sich anschließenden Triebwerksuntersuchungen wird der Drallmeßrechen ausgebaut, um die durch den Nachlauf des Rechens vorhandenen zusätzlichen Störungen auszuschließen.

#### 4.5 Versuchsdurchführung und Ergebnisse der Strömungsfeldtraversierung

Für die nachfolgenden Versuche dient das Triebwerk LARZAC 04 lediglich als Luftlieferant. Während der Strömungsfelduntersuchungen des Deltaflügels werden keine Daten zur Bestimmung des Leistungsverhaltens des Triebwerks aufgezeichnet. Es ist ausschließlich die in Kap. 4.4 beschriebene Meßtechnik im Einsatz. Entsprechend Tab. 4.3 wurde eine Kombination aus Drehzahlparametern und Anstellwinkeln des Deltaflügels mit dem Drallmeßrechen vermessen. Während die unterschiedlichen Anstellwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $25^\circ$  den experimentellen Beweis der numerisch vorausgesagten Dralländerung führen, dienen die unterschiedlichen Lastfälle des Turbotriebwerks mit unterschiedlichen relativen, reduzierten Drehzahlen zwischen Leerlauf und Vollast dem Nachweis, daß die geforderte Störung auch über den gesamten Betriebsbereich bei konstantem Anstellwinkel generiert wird. Während jeder dieser Meßreihen wurden die Leistungshebelstellung und somit der Drehzahlparameter des Triebwerks und der Anstellwinkel des Deltaflügels jeweils konstant gehalten und der Drallmeßrechen mit der oben beschriebenen Vorrichtung über den gesamten Querschnitt traversiert. Wegen der vorgegebenen Einbaubedingungen liegt der Deltaflügel waagrecht (Abb. 4.9) und liefert ein um  $90^\circ$  gedrehtes Abbild der Störung. Zur besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit den Modellmessungen und den Simulationen werden die aufgenommenen Strömungsfeldtraversierungen in die entsprechende Lage gedreht. Zum Nachweis der beiden Wirbeldrehrichtungen wurde eine Parametervariation als CO-Störung, die zweite als COUNTER-Störung vermessen.

<b>red. NDV Drehzahl</b>	<b>95%</b>	<b>95%</b>	<b>95%</b>	<b>95%</b>
Anstellwinkel DF	$0^\circ$	$12^\circ$	$20^\circ$	$25^\circ$
<b>red. NDV Drehzahl</b>	<b>40%</b>	<b>76%</b>	<b>95%</b>	
Anstellwinkel DF	$20^\circ$	$20^\circ$	$20^\circ$	

Tab. 4.3: Parametervariation des Deltaflügels für die Strömungsfeldtraversierung

Abb. 4.13 stellt die Ergebnisse der Traversierung bei konstanter relativer, reduzierter Drehzahl des NDV und unterschiedlichen Anstellwinkeln dar. Die Referenzlänge der bezogenen Quergeschwindigkeiten ist für alle vier dargestellten Fälle gleich, um die direkte Vergleichbarkeit der Intensität des Wirbels zu gewährleisten. Ohne Anstellung des Deltaflügels ( $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$ ) wir-



ken nur die Störsiebe, die geringfügigen Quergeschwindigkeitskomponenten resultieren aus der Haltevorrichtung für den Flügel. Mit steigendem Anstellwinkel erhöht sich die Wirbelbildung durch den Deltaflügel; bereits für  $\alpha_{\text{Delta}}=12^\circ$  ist ein ausgebildeter Wirbel auf der '12-Uhr' Position mit einer geschlossenen Struktur und einer Ausdehnung über einen Kanalradius auszumachen. Die Ausbreitung des Wirbels in Umfangsrichtung beträgt ca.  $100^\circ$ . Die weitere Vergrößerung des Anstellwinkels auf  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  führt zu einem Anstieg der Wirbelintensität. Neben der Wirbelstärke vergrößert sich auch das Einflußgebiet auf ca.  $135^\circ$  als Resultat der verstärkten Umströmung der Vorderkante des Deltaflügels. Der in Abb. 4.13 für  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  in der rechten Kanalhälfte sichtbare Gegenwirbel entsteht aus einer Kombination von reibungsinduzierten Mitnahmeeffekten des Vorderkantenwirbels und dem Nachlauf der Befestigungsstrebe des Deltaflügels, hat jedoch, wie im Anschluß gezeigt wird, keine Störwirkung. Eine weitere Erhöhung des Anstellwinkels auf  $\alpha_{\text{Delta}}=25^\circ$  (Abb. 4.13 rechts unten) verstärkt die Wirbelbildung nur noch in geringem Maße.

Abb. 4.14 zeigt die Verteilungen des bezogenen Totaldrucks. Für  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  sind nur die Störsiebe wirksam, deren Verlustzonen sich scharf gegenüber der ungestörten Strömung abgrenzen. Deutlich ist an der Kanaloberseite das sektoriell geformte Sieb zu erkennen, während die zweite Zone niedrigen Totaldrucks am Kanalboden zwar schärfer abgebildet wird als numerisch vorhergesagt, dadurch aber den Vorgaben der Modellmessung (vgl. Kap. 3.5) besser entspricht. Der leichte Abfall des Totaldrucks in der rechten Kanalhälfte ist der Nachlauf der Haltestrebe, der jedoch mit einem  $p_{t,\text{loc}} / \bar{p}_{t,\text{mean}} \approx 1.0$  keinen Störeinfluß hat. In den folgenden Darstellungen ( $\alpha_{\text{Delta}}=12^\circ$  bis  $\alpha_{\text{Delta}}=25^\circ$ ) erkennt man das Anwachsen der Verlustzone in Umfangsrichtung bei nur moderat steigenden Zusatzverlusten durch die Wirbelbildung. Für die beiden Fälle  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  und  $\alpha_{\text{Delta}}=25^\circ$  wird durch den Wirbel ungestörtes Fluid um die Verlustzone an der Kanaldecke transportiert, was in der Fahne um das Wirbelzentrum erkennbar wird. Der Nachlauf der Strebe verwischt ebenso durch diesen Mechanismus.

Die Auswertung der Störparameter verdeutlicht noch einmal die oben getroffenen Aussagen (Abb. 4.15 und Tab. 4.4):

Anstellwinkel DF CO-Störung	0°	12°	20°	25°
DC(60) Maximalwert	0.41	0.44	0.48	0.50
SC(60) Maximalwert	0.03	0.11	0.18	0.19
Anzahl Erhebungen DC(60)	5	5	4	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	0	1	1	1
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	100°	115°	125°	130°

Tab. 4.4: Zusammenfassung der Störparameter CO-Störung bei  $n_{\text{red,NDV}}=95\%$

Der maximale Störparameter für den Totaldruck DC(60) wächst mit steigendem Anstellwinkel  $\alpha_{\text{Delta}}$  nur wenig an (um 0.09 von 0.41 auf 0.50). Wie bereits in Kap. 4.1 beschrieben, bewirkt das Wirbelzentrum nur einen geringen Abfall im Totaldruck. Der Haupteinflussfaktor für die Totaldruckstörung sind die beiden installierten Siebe. Dagegen steigt die im Störparameter SC(60) beschriebene Störintensität des Wirbels mit zunehmendem Anstellwinkel  $\alpha_{\text{Delta}}$  an. Der Vergleich mit der Modellmessung weist einen Anstellwinkel des Deltaflügels mit  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  als die am besten übereinstimmende Kombination zur Nachbildung der Eintrittsstörung aus. Die Verläufe der Parameter für den Deltaflügel (Abb. 4.15) zeigen für  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  nur die Existenz der Totaldruckstörungen. Beide Störparameter wachsen mit weiterer Anstellung des Deltaflügels; zwischen  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  und  $\alpha_{\text{Delta}}=25^\circ$  ist eine Konsolidierung beobachtbar und nur die Ausdehnung der Druckstörung in Umfangsrichtung nimmt um  $\Delta\phi_0=5^\circ$  zu.

Für die folgende Parametervariation wurde der Anstellwinkel bei  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  konstant gehalten und der Drehzahlparameter des Triebwerks in drei Schritten zwischen  $40\% < n_{\text{red.NDV}} < 95\%$  variiert, um die Störform über den Betriebsbereich zu ermitteln. Zum Nachweis der gegendrehenden COUNTER-Störung wurde der Störsimulator umgebaut, um das an der Hochachse gespiegelte Strömungsbild zu erhalten. Da die beiden Parameter SC und DC unabhängig von der Drehrichtung einer Turbomaschine sind, sind die Parameter für die CO- und COUNTER-Störung vergleichbar. Aus der Verteilung der auf die Axialgeschwindigkeit bezogenen Quergeschwindigkeiten in Abb. 4.16 läßt sich ableiten, daß die Wirksamkeit des Deltaflügels in bezug auf die Wirbelgenerierung nahezu linear von der Anströmgeschwindigkeit abhängt. Die absoluten Quergeschwindigkeiten steigen im selben Maße wie die Axialgeschwindigkeit und führen zu konstanten bezogenen Wirbelgrößen. Die Wirksamkeit der Störsiebe ist abhängig vom Staudruck und wächst mit dem Quadrat der Geschwindigkeit. Dieses Verhalten wird in Abb. 4.17 deutlich. Während der bezogene Totaldruck bei  $n_{\text{red.NDV}}=40\%$  nur gering vom Mittel  $p_{t,\text{inc.}}/\bar{p}_{t,\text{mum}}=1.0$  abweicht, zeigt die Verlustverteilung bei  $n_{\text{red.NDV}}=76\%$  in Intensität, Verteilung und den Gradienten zwischen verlustarmen und -reichen Zonen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Referenzmessung am Modellwindkanal. Die Wirksamkeit der Siebe steigt weiter an, so daß die Totaldruckverluste im oberen Drehzahlbereich ( $n_{\text{red.NDV}}=95\%$ ) etwas über den geforderten liegen. Der auf die Zuströmbedingungen bezogene Totaldruckkoeffizient erreicht bei  $n_{\text{red.NDV}}=76\%$  mit DC(60)=0.50 das Maximum dieser Versuchsreihe, steigt aber dann mit erhöhter Drehzahl nicht weiter an (DC(60)=0.48) (vgl. Tab. 4.5). Der Wirbelkoeffizient bleibt über den Betriebsbereich des Triebwerks nahezu konstant auf einem Niveau um SC(60)=0.19. Die Verläufe der Störparameter (Abb. 4.18) weisen in Vergleich mit Abb. 4.15 die symmetrisch zueinander generierten CO- und COUNTER-Störungen nach. Betrachtet man zunächst den COUNTER Fall für  $n_{\text{red.NDV}}=95\%$  und  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$ , so steigt DC(60) mit hohem Gradienten bis zum Maximum an, fällt im Anschluß mit etwas geringerem Gradienten und wird nach einem Ausläufer nach  $\Delta\phi_0=165^\circ$  zu Null. Daran schließen sich zwei weitere Erhebungen an, bis schließlich bei  $\phi_0=360^\circ$  ein Umlauf vollendet ist. Beginnt man dieselbe Betrachtung der CO-Störung bei  $\phi_0=130^\circ$  und bewegt sich entgegen der positiven  $\phi_0$ -Achse, wertet also spiegelverkehrt aus, so steigt DC(60) mit starkem Gradienten bis zum Ma-

ximum, fällt flacher und mündet  $\Delta\phi_0=165^\circ$  weiter nach einem Ausläufer bei Null, woran sich die zwei Erhebungen anschließen, was die Symmetrie der beiden Störformen nachweist.

$n_{\text{red,NDV}}$ COUNTER-Störung	40%	76%	95%
DC(60) Maximalwert	0.41	0.50	0.48
SC(60) Maximalwert	0.20	0.19	0.18
Anzahl Erhebungen DC(60)	4	4	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	1	1	1
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	125°	130°	130°

Tab. 4.5: Zusammenfassung der Störparameter COUNTER-Störung bei  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß es durch die Kombination eines "halben" Deltaflügels mit einem einseitigen Pfeilungswinkel von  $57^\circ$  unter einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  und zwei geformten Störsieben mit einer Verlustzahl von  $\zeta_r=0.90$  gelingt, das im Experiment im Modellwindkanal für den Unterschalldiffusor ermittelte gestörte Strömungsfeld in der Triebwerkeintrittsebene (Abb. 3.12) detailgetreu nachzubilden. Die Konstruktion des Simulators erlaubt eine spiegelsymmetrische Störung, die durch die Traversierung mittels Drallmeßrechen nachgewiesen wurde. Die beiden Störformen haben nach Bewertung durch die Störparameter identische Intensität, der unterschiedliche Einfluß der mit- und gegenstehenden Störung auf das Triebwerksverhalten wird in den folgenden Kapiteln näher beleuchtet.

## 5 Versuchstechnik der Triebwerksversuchsanlage (TVA)

Das Ziel der experimentellen Untersuchungen ist die Bestimmung der Einflüsse der unterschiedlichen Eintrittsstörungen eines Einlaufkanals für ein Kombinationstriebwerk auf das stationäre Leistungsverhalten des Triebwerks und die Ermittlung des stationären Betriebsverhaltens des Niederdruckverdichters.

### 5.1 Zweiwellen-Zweikreis-Turbostrahltriebwerk LARZAC 04 C5 an der TVA

Die experimentellen Untersuchungen wurden an der institutseigenen Triebwerksversuchsanlage durchgeführt, die in Abb. 5.1 in einer Seitenansicht dargestellt ist. Die TVA kombiniert einen Hörsaal, der einen Teil der Meßtechnik und den Fahrstand enthält, mit zwei Prüfräumen A und B. Im Prüfraum B wird das Triebwerk in einen Schubmeßrahmen eingehängt und somit vor dem Mischrohr und dem Abgasschalldämpfer positioniert. Um einen einfachen Austausch unterschiedlicher Versuchsträger zu ermöglichen, sind die vorhandenen Triebwerke in einem Schubgerüst vormontiert, das dann über Bolzenkupplungen von dem Schubmeßrahmen auf-

genommen wird, während alle Versorgungseinrichtungen (Kraftstoff, elektr. Steuersignale) und Meßsignale steckbar ausgeführt sind. Der Schub zu erprobender Triebwerke ist aufgrund der Ansaugverluste innerhalb des Ansaugturms auf maximal 30kN begrenzt. Durch diese Verluste kommt es zu einem zum Schub annähernd proportionalen Unterdruck im Prüfraum, der das Gebäude strukturell belastet.

Das Zweiwellen-Zweikreis-Turbostrahltriebwerk LARZAC 04 ist vornehmlich als Antrieb für das Schulungs- und leichte Erdkampfflugzeug Alpha Jet im Einsatz. Die Auslegung entstammt aus den 60er Jahren einem Gemeinschaftsprojekt der französischen Firmen Turboméca und SNECMA (GRTS Groupement Turboméca-Snecma). Die bei den Versuchen im Einsatz befindliche Entwicklungsstufe C5 stellt den technischen Stand zum Ende der 70er Jahre dar, womit die Auslegung dieses Triebwerks in bezug auf die Innovationszyklen im Triebwerksbau modernen Auslegungskriterien entspricht und die in den Versuchen gewonnenen Ergebnisse auch auf neuere, ähnlich ausgelegte Triebwerke übertragbar sind. Das Triebwerk ist modular aufgebaut und in die einzelnen Komponenten zerlegbar. An einen zweistufigen transsonischen Niederdruckverdichter ohne Vorleitrad schließt sich nach der Aufteilung der Luftstroms mit einem Nebenstromverhältnis von 1.13 ein vierstufiger, ebenfalls transsonischer Hochdruckverdichter an. Nach einer Ringbrennkammer folgen die jeweils einstufige Hoch- und Niederdruckturbine zum Antrieb der beider Verdichter. Erst- und Zweikreis entspannen in getrennten Düsen, was eine nahezu unabhängige Drosselung beider Verdichter erlaubt. An der zweiten und vierten Stufe des Hochdruckverdichters sind jeweils über den Umfang Luftsammelkammern angebracht, aus denen verdichtete Luft entnommen wird. Geschaltet über Ventile werden im Drehzahlbereich von  $n_{red,HDV} < 80\%$  bis zu 12% des verdichteten Luftmassenstroms hinter der zweiten Stufe des HDV in den Zweikreis abgeblasen, um die Beschleunigungsfähigkeit zu verbessern und um den Pumpgrenzenabstand des Hochdruckverdichters durch die Entdrosselung der ersten beiden Stufen zu erhöhen. Die nach der vierten Stufe entnommene Luft dient zur Kühlung der Turbinen und als Zapfluft für zellenseitige Verbraucher. Abb. 5.2 zeigt ein Schnittbild des Triebwerks LARZAC 04 C5, dessen Auslegungsdaten für den Standfall bei INA-Bedingungen Tab. 5.1 zu entnehmen sind.

Leistungsparameter	Daten
Schub $F_S$	13 kN
Gesamtmassendurchsatz $\dot{m}_2$	27.64 kg/s
Bypassverhältnis $\mu$	1.13
Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_{br}$	0.25 kg/s
Drehzahl der Niederdruckwelle $n_{ND}$	17500 1/min
Drehzahl der Hochdruckwelle $n_{HD}$	22561 1/min
Druckverhältnis Niederdruckverdichter $\Pi_{NDV}$	2.26
Druckverhältnis Hochdruckverdichter $\Pi_{HDV}$	4.6
Austrittstemperatur NDV $T_{t21}$	384 K
Austrittstemperatur HDV $T_{t3}$	638 K
Turbineneintrittstemperatur $T_{t4}$	1403 K
Umfangs-Machzahl Rotorspitze 1. Stufe NDV $Ma_{u,NDV}$	1.45
Umfangs-Machzahl Rotorspitze 1. Stufe HDV $Ma_{u,HDV}$	1.13

Tab. 5.1: Leistungsparameter des LARZAC 04 C5 im Bodenstandfall bei INA-Bedingungen

## 5.2 Instrumentierung

Die Instrumentierung des Versuchsträgers gliedert sich in eine niederfrequente Meßwerterfassung zur Bestimmung des stationären und dynamischen Leistungsverhaltens und in eine hochfrequente Instrumentierung zur Beobachtung von instationären Strömungsvorgängen (Instabilitäten) der Verdichter. Beide Arten der Instrumentierung gehen weit über die des Seriientriebwerks hinaus, welche sich auf die Überwachung weniger Betriebsparameter wie Wellendrehzahlen, Eintrittsluftdruck und Öldrücke beschränkt. Zur Bestimmung des Betriebsverhaltens ist eine erhebliche Erweiterung dieser Instrumentierung notwendig.

### 5.2.1 Niederfrequente Instrumentierung

Die niederfrequente Instrumentierung ist in Abb. 5.3 dargestellt. Die Drücke und Temperaturen werden in erster Linie jeweils vor und nach den Turbokomponenten sowie in den Düsen gemessen. Um radiale Unterschiede innerhalb einer Meßebene zu berücksichtigen, sind einige Sonden als sog. Kammsonden ausgeführt. Zur Erfassung der Totaldrücke werden Sonden Kiel'scher Bauart eingesetzt, die sich durch eine hohe Richtungsunempfindlichkeit auszeichnen. In der Ebene 1 des Einlaufkanals wird der Totaldruck mittels zwei gegenüberliegender Pitotsonden ermittelt. Die Kammsonden für die Erfassung des Totaldrucks werden vornehm-

lich in Triebwerksebenen eingesetzt, in denen aufgrund von Strömungsinhomogenitäten radiale Unterschiede zu erwarten sind (Ebene 21, 17). Die aufgenommenen Drücke der Einzelsonden des Kammes werden impuls- oder flächengewichtet gemittelt. Der statische Druck wird in den einzelnen Ebenen an Bohrungen in der Gehäusewand abgenommen. Mehrere Bohrungen werden zur pneumatischen Mittelwertbildung mit einer Ringleitung verbunden. Alle Drücke werden *indirekt* gemessen, d.h. der Ort der Bestimmung des Druckes (Sondenkopf) und dessen Erfassung (Drucksensor) sind räumlich getrennt und über einen Schlauch verbunden (Herpel, 1995). Thermoelemente vom Typ J (Fe-CuNi) oder K (NiCr-Ni) werden in allen wichtigen Triebwerksebenen eingesetzt, wobei die ausgegebenen Thermospannungen über sog. Ausgleichsleitungen zu den jeweiligen Referenzstellen der Vergleichstemperatur 50° C gelangen. Der Brennstoffmassenstrom wird über den Brennstoffvolumenstrom  $\dot{V}_B$  und die Brennstoffdichte ermittelt. In der Zuleitung des Brennstoffes ist eine Durchflußmeßturbine integriert, deren Drehzahl und das damit ausgegebene Spannungssignal zum durchgesetzten Volumenstrom proportional sind. Die Dichte des Brennstoffes wird über dessen gemessene Temperatur bestimmt. Der Triebwerksschub wird über das oben beschriebene Schubgerüst in den Schubmeßrahmen eingeleitet und über Dehnmeßstreifen an einem Kraftaufnehmer ermittelt. Weitere Meßgrößen sind die Wellendrehzahlen, Druck, Temperatur und Feuchte der angesaugten Umgebungsluft und die Stellgrößen der Drosselvorrichtungen und des Abblaseventils sowie die Leistungshebelstellung (Abb. 5.3 unten).

Diese Meßwerte und deren zeitliche Auflösung eignen sich zur Bestimmung des stationären und dynamischen Leistungsverhaltens und zur Aufnahme der Komponentenkennfelder (vgl. Kap. 6). Die Entstehung von Verdichterinstabilitäten folgt je nach Eintrittsstörung und Drehzahl des NDV unterschiedlichen Mechanismen (Höss et al., 1998). Die Erfassung dieser Strömungsphänomene erfordert jedoch eine wesentlich höhere zeitliche Auflösung der hochfrequenten Druckänderungen. Die oben beschriebene indirekte Druckmeßtechnik erfüllt durch die trägen Auffüllvorgänge der Verbindungsschläuche diese Anforderungen nicht.

### 5.2.2 Hochfrequente Instrumentierung

Um die hochfrequenten Druck- und Geschwindigkeitsänderungen bei Verdichterinstabilitäten erfassen zu können, ist das Triebwerk mit einer weiteren, unabhängigen, hochfrequenten Meßtechnik instrumentiert. Miniaturaufnehmer der Firma KULITE zeichnen sich durch hohes Auflösungsvermögen bei gleichzeitiger mechanischer Robustheit beim Einsatz im Triebwerk aus. Diese in Sonden integrierten Meßaufnehmer werden unmittelbar in die Strömung eingebracht, weswegen man hier von *direkter* Druckmessung spricht, da keine dämpfenden, trägen Volumina zwischengeschaltet sind. Der Druck wird noch im Sensor mittels einer piezoresistiven Meßbrücke in ein Spannungssignal umgewandelt. Mit Hilfe von fünf, am Umfang des NDV-Eintritts äquidistant verteilten Sonden für den statischen Druck können die Instabilitäten und deren Vorläufer (Spikes, Modalwellen) analysiert werden. Des weiteren erlauben zusätzliche Aufnehmer für den Totaldruck vor und hinter beiden Verdichtern, im ersten Stator des

NDV, unmittelbar vor dem zweiten Rotor des NDV und im zweiten Stator des HDV die Bestimmung des axialen Entstehungsortes einer Strömungsinstabilität und die axiale Verfolgung bestehender Instabilitäten (Höss, 1998).

### 5.3 Datenerfassung und Versuchssteuerung

Die Erfassung der niederfrequenten Meßdaten basiert auf der bei Herpel (1995) beschriebenen Datenerfassungsanlage. Die an das Meßprogramm und an die zu erfassenden Größen anpaßbare Sensorik liefert die Ausgangssignale in Form von Spannungen an das Front-End Meßgerät HP 3852 der Firma Hewlett Packard. Dieses Front-End Meßgerät digitalisiert die eingehenden analogen Spannungssignale mit einer Auflösung von 16 Bit. Da zur Erfassung der insgesamt 96 Kanäle nicht jedem Kanal exklusiv ein A/D Wandler zugewiesen werden kann, werden die ankommenden Spannungssignale der Sensorik über Multiplexer aufgeschaltet. Die Auflösung beträgt 1kHz, womit die Gefahr besteht, daß Signaleinstreuungen, z.B. Netzbrummen (50Hz), zu deutlichen Verfälschungen führen. Um diese zu vermeiden, werden über das bei Herpel et al. (1993) beschriebene Meßwerterfassungsprogramm SINUS lediglich in einem Zeitabschnitt von 20ms je Kanal 20 Abtastungen durchgeführt und diese gemittelt. Dies wird alle 100ms über 20 Zyklen wiederholt und wiederum gemittelt. Der Einfluß zufällig auftretender Schwankungen eines Meßwertes oder im Betriebspunkt wird auf diese Weise stark abgeschwächt. Das Programm SINUS steuert den gesamten Ablauf der Messung, wozu neben der Möglichkeit der Kalibrierung der Meßkanäle, der Geräteinitialisierung und dem Online-Monitoring wählbarer Triebwerksparameter auch die Umwandlung der digitalen Meßwerte in physikalische Werte mit Hilfe von Kalibrierkurven gehört. Die Speicherung der physikalischen Rohdaten erfolgt über das lokale Netzwerk des Instituts auf einen unter dem UNIX-Derivat Linux laufendem PC. Dort erfolgt auch die in Kap. 5.5 beschriebene Weiterverarbeitung und Auswertung der Daten.

Eine von der oben beschriebenen Datenerfassungsanlage unabhängige Workstation steuert die Abtastung der KULITE-Signale, die kontinuierlich mit 32.8kHz erfolgt. Bevor die Signale der maximal acht Kanäle zur Offline-Auswertung abgespeichert werden, durchgehen sie einen Tiefpaßfilter mit einer Eckfrequenz von 12.8 kHz, um ein Unterabtasten (Aliasing) des Meßsignals auszuschließen. Höss et al. (1998) beschreiben den Aufbau der hochfrequenten Meßwerterfassung und die Weiterverarbeitung der Signale zur Erkennung von Verdichterinstabilitäten. Ein Teil der Auswertung der Daten geschieht mit Hilfe des kommerziellen Programmpakets "Prüfstand-Akustik-Meßsystem" (PAK) der Firma Müller-BBM GmbH.

Die Steuerung der Versuche verläuft unabhängig von der Meßwerterfassung. Während am Leitstand die Leistungshebelstellung gesetzt und die Betriebsparameter des Triebwerks kontrolliert werden, erfolgt die Ansteuerung der Drosseleinrichtungen und die Verstellung des Störgenerators über einen weiteren PC mit vier analogen und 16 digitalen Ausgängen. Diese Ausgänge erlauben ein zeitsynchrones und reproduzierbares Anfahren verschiedener Stellmotore und pneumatischer Ventile. Bei gleichzeitiger Koppelung mit der Leistungshebelstellung ist eine Aufnahme dynamischer Lastprofile bei wiederholbaren Randbedingungen mög-

lich. Für alle Stör- und Drosselvorrichtungen gibt es Not-Aus Schalter, welche die Rehereingabe überlagern und im Falle des Fehlverhaltens der PC-Steuerung das Triebwerk in einen unkritischen Zustand zurückbringen.

#### 5.4 Datenverarbeitung der Triebwerksmessungen

Die Bestimmung des stationären TriebwerkLeistungsverhaltens erfolgt mit Hilfe der niederfrequenten Meßwerterfassung. Zur Ermittlung der Kenngrößen des Arbeitsprozesses der einzelnen Komponenten werden in den einzelnen Meßebenen die aerothermodynamischen Zustandsgrößen bestimmt. Durch die Aufnahme des statischen und des Totaldrucks und der Totaltemperatur errechnen sich die Druckverhältnisse der Komponenten, sowie die umgesetzte spezifische Enthalpie und die isentropen Wirkungsgrade. Zur Bestimmung des Massenstroms in einer Triebwerksebene muß ferner noch die Geometrie des durchströmten Querschnittes bekannt sein, worüber die umgesetzte Gesamtleistung der Komponente ermittelt werden kann. Es ist nicht möglich, alle zur vollständigen Beschreibung des Triebwerks und seiner Komponenten notwendigen Meßwerte zu erfassen, da z.B. die herrschenden Temperaturen zu hoch sind (Eintrittstemperatur der Hochdruckturbine  $T_{t4}$ ) oder eine Meßstelle unzugänglich ist (generell ist der Hochdruckteil problematisch, da durch den Nebenstrom intrusiert werden muß). Die Grundlage für die Analyse von Meßwerten an einem Turbotriebwerk erfordert deshalb ein Rechenmodell, welches die physikalischen Vorgänge im Triebwerk beinhaltet und mittels einer Kreisprozeßanalyse fehlende, nicht meßbare oder indirekt zu bestimmende Kenngrößen berechnet und darstellt. Für den hier vorliegenden stationären Fall, aber auch für dynamische Laständerungen wurde das Programm BLISA (Höss, 1998) aus dem Modell zur experimentellen Leistungsanalyse ALISA (Bernhard et al., 1989) weiterentwickelt, das unter Berücksichtigung der Leistungsgleichgewichte der beiden Wellen, einem angenommenen Ausbrenngrad der Brennkammer und einer iterativ-vergleichenden Berechnung des Bypassverhältnisses die fehlenden Größen bestimmt.

Dazu werden zunächst die von der Meßwerterfassung SINUS ausgegebenen, zeitlich gemittelten Werte eingelesen. BLISA ist modular aufgebaut und berechnet jede Komponente einzeln innerhalb des Gesamtverbundes. Sind die Meßwerte radial aufgelöst erfaßt worden (Kammsonde), so wird die Zustandsgröße gemittelt. Im Falle des Totaldruckes erfolgt dies über eine Impulsmittelung der Einzelwerte unter Annahme eines über den Radius konstanten statischen Druckes, während Totaltemperaturen über eine Flächenmittelung erfaßt werden. Eine kritische Größe bei der Bestimmung von Massenströmen ist die Berücksichtigung des Unterschiedes zwischen geometrischer und aerodynamischer durchströmter Fläche, der durch die Blockage-Faktoren in den einzelnen Ebenen beschrieben wird. Die Faktoren sind abhängig vom Betriebspunkt des Triebwerks und von den eingebrachten Eintrittsstörungen, da diese die Grenzschichtentwicklung und die Stromlinienkrümmung beeinflussen und zu variablen Blockage-Faktoren führen. Die Ermittlung des Blockage-Faktors im Einlaufkanal erfolgte mittels Kalibrierungsmessung, die Bestimmung der Faktoren in den anderen Ebenen des Triebwerks kann nur über iteratives Vorgehen geschehen. Dazu ist eine mehrfach redundante In-



formation über den Massenstrom notwendig, die den Vergleich des berechneten mit dem gemessenen Massenstrom im Einlauf ermöglicht. Die vorhandene Instrumentierung liefert für die Berechnung der unbekannten Triebwerkskenngrößen mehr Parameter, als zur Lösung des Gleichungssystems notwendig wären. Diese Überbestimmung des Systems erlaubt die vergleichende Berechnung einiger Meßgrößen, womit eine Gütebetrachtung der errechneten Werte stattfinden kann. Die Iteration der Einflußparameter wird abgebrochen, wenn die Differenz zwischen Rechnung und Messung unterhalb einer zuvor festgelegten Schranke liegt.

## 5.5 Ermittlung triebwerksspezifischer Kenngrößen bei inhomogener Zuströmung

Ein Hauptaugenmerk liegt auf dem Verhalten des NDV unter inhomogener Zuströmung. Dazu sind schon während der Datenauf- und -weiterverarbeitung einige Erweiterungen des Modells zu realisieren, um systematische Fehler zu vermeiden. Wie bei Jahnen (1998) beschrieben, werden Störungen im Eintritt eines Axialverdichters bei Durchgang weder radial noch über den Umfang vollständig ausgemischt und erzeugen ein vom Lastfall abhängiges, inhomogenes Strömungsbild im Austritt. So erscheinen sektorielle Störungen im Totaldruck als Störungen in der Totaltemperatur, wobei der gestörte Sektor in Rotordrehrichtung transportiert wird. Das macht die Umfangstraversierung der Verdichteraustrittsebene notwendig, um einen gemittelten Wert bestimmen zu können. Falls infolge mechanischer Randbedingungen (z.B. Einbauposition) eine Umfangstraversierung nicht möglich ist, muß mittels einer Korrelation und unter Berücksichtigung bekannter Zustände der gemessene Wert einer Größe auf den im Mittel vorliegenden korrigiert werden. Bernhard (1999) beschreibt die Ermittlung des Totaldruckes und des Massenstroms in der Zweitkreisdüse, da hier aufgrund von Einbauten und Rohrleitungen eine in Umfangsrichtung asymmetrische Strömung herrscht. In den folgenden Unterpunkten wird die Bestimmung der wichtigsten Einflußgrößen auf das Betriebsverhalten des Niederdruckverdichters in bezug auf Eintrittsinhomogenitäten bestimmt.

### 5.5.1 Bestimmung des mittleren Totaldrucks am Eintritt des NDV

Der Simulator zur Nachbildung von Eintrittsstörungen verursacht fluidmechanische Verluste, die am Eintritt des Niederdruckverdichters einen abgesenkten mittleren Totaldruck bewirken. Dieser mittlere Eintrittstotaldruck  $\overline{p_{t2}}$  ist eine wichtige Größe zur Bestimmung des Druckverhältnisses  $\Pi_{NDV}$  sowie des reduzierten Massenstroms  $\dot{m}_{red,NDV}$  im Verdichtereintritt. Durch die Traversierung des Strömungsfeldes hinter dem Störsimulator mit Hilfe des Drallmeßrechens kann durch Impulsmittelung der Strömungsgrößen  $\overline{p_{t2}}$  ermittelt werden. Während der Durchführung der Triebwerksleistungsmessungen ist der Drallmeßrechen jedoch ausgebaut, da er eine zusätzliche Versperrung darstellt und Verluste erzeugt. Auch ist der Zeitaufwand zur Traversierung in jedem angefahrenen Betriebspunkt zu groß. Man kann davon ausgehen, daß die Verlustwirkung des Störsimulators reproduzierbar ist und nur von den Zuströmbedingungen, insbesondere vom Zuströmstaudruck, abhängt. Ermittelt man nun den Verlust des Simu-

lators in Abhängigkeit von den Zuströmbedingungen und dem Betriebspunkt des Niederdruckverdichters, so kann durch Messung des Totaldrucks vor dem Simulator der mittlere Eintrittstotaldruck bestimmt werden.

Für die beiden untersuchten Störformen CO und COUNTER wird bei unterschiedlichen Betriebspunkten der verursachte Totaldruckverlust

$$\overline{\Omega_F} = \frac{\overline{p_{t1}} - \overline{p_{t2}}}{\overline{p_{t1}} - p_1} \quad \text{Gl. 5.1}$$

bestimmt. Dabei zeigt sich, daß die beiden Störformen CO und COUNTER die gleichen Verluste besitzen; leichte Asymmetrien aufgrund der Einbaulage haben keine Auswirkungen auf das Verlustverhalten. Abb. 5.4 zeigt den Verlauf von  $\overline{\Omega_F}$  für beide Störformen über dem auf Zuströmbedingungen korrigierten Massenstrom. Durch die Messung von  $T_{t1}$ ,  $p_{t1}$  und  $p_1$  im Einlauf vor dem Störsimulator und bei bekanntem  $\overline{\Omega_F}$  wird aus Gl. 5.2 der mittlere Totaldruck in der Verdichtereintrittsebene bestimmt zu:

$$\overline{p_{t2}} = \overline{p_{t1}} - \overline{\Omega_F} \cdot (\overline{p_{t1}} - p_1) \quad \text{Gl. 5.2}$$

### 5.5.2 Bestimmung des mittleren Totaldrucks am Austritt des NDV

Aus technischen Gründen kann im Austritt des Niederdruckverdichters keine Traversierung vorgenommen werden. Ebenso ist es unmöglich, den Störsimulator vor dem Triebwerk in Umfangsrichtung zu drehen, um so - mit feststehender Sonde - eine Umfangsauflösung zu erzielen. In der Austrittsebene des NDV stand bislang lediglich eine Umfangsposition zur Erfassung von Totaldruck ( $p_{t21}$ ) und Totaltemperatur ( $T_{t21}$ ) zur Verfügung. Nach erfolgtem Umbau von Kraftstoffleitungen ist es nun möglich, die beiden Sonden zu vertauschen und an den Umfangswinkelpositionen  $75^\circ$  und  $285^\circ$  zu messen. Betrachtet man die Einbaulage der Sonden im Verdichteraustritt, projiziert auf die im Eintritt herrschende Störung, so befindet sich jeweils eine Sonde hinter dem Einflußbereich der Störung und eine hinter der ungestörten Zuströmung. Abb. 5.5 zeigt in der oberen Hälfte die Position der Sonden (Verdichteraustritt) relativ zu der gemessenen Eintrittsstörung. Um ein genaues Bild der Strömungsverhältnisse vor dem ersten Rotor des NDV zu bekommen und den Einfluß des Spinners zu ermitteln, wurde mit FINE/Turbo (vergl. Kap. 7.4.3) eine numerische Strömungsfelduntersuchung der Wegstrecke von der *Triebwerkeintrittsebene* bis zum *Eintritt* in den NDV durchgeführt. Unter Berücksichtigung des gemessenen Strömungsfeldes hinter dem Simulator wurde die in der unteren Hälfte von Abb. 5.5 dargestellte Totaldruck- und Quergeschwindigkeitsverteilung errechnet. Dabei ist erkennbar, daß der Wirbel erhalten bleibt. Ferner finden weder eine wesentliche Verdrehung des Strömungsbildes noch ein nennenswerter Energieeintrag durch viskose Reibungseffekte an der Spinneroberfläche statt. Für die hier dargestellte CO-Störung befinden sich die Sonden bei  $75^\circ$  Grad Umfangswinkel *innerhalb* der Störung, bei  $285^\circ$  *außerhalb*.

Zur Ermittlung des mittleren NDV-Austrittsdrucks  $\overline{p_{t21}}$  hat Bernhard (1999) folgende Überlegungen angestellt:

1. Die Drehzahllinien im Kennfeld des Niederdruckverdichters haben im untersuchten Betriebsbereich zwischen der ungestörten stationären Betriebslinie und der Pumpgrenze einen sehr flachen Verlauf (Abb. 6.1). Daraus folgt näherungsweise ein konstantes Totaldruckverhältnis bei Verringerung des reduzierten Durchsatzes in diesem Arbeitsbereich.
2. Eine Änderung des mittleren Totaldrucks am Eintritt  $\overline{p_{t2}}$  durch die generierte Totaldruckstörung führt durch die gleichzeitige Verringerung des Massenstroms im gestörten Sektor nur zu einer geringen Verschiebung des Betriebspunktes im Kennfeld. Eine Absenkung des Totaldrucks am Eintritt bedeutet - bezogen auf den Gesamtverdichter - in erster Linie nur eine Änderung der Zuströmbedingungen, die aufgrund der Ähnlichkeitsdarstellung im Kennfeld keinen Einfluß auf die Lage des Betriebspunktes hat.

Man erkennt bei Jahnen (1998), der von einem schnellaufenden Triebwerksverdichter ähnlich flache Drehzahllinien im Experiment aufgenommen hat, daß bei sektorieller Eintrittsstörung das Druckverhältnis des gestörten *Gesamtverdichters* annähernd gleich dem Druckverhältnis des ungestörten *Teilverdichters* ist. Es gilt:

$$\frac{\overline{p_{t21,\mu}}}{\overline{p_{t1}}} = \frac{\overline{p_{t21}}}{\overline{p_{t2}}} = \Pi_{N/M} \quad \text{Gl. 5.3}$$

und damit:

$$\frac{\overline{p_{t21}}}{\overline{p_{t21,\mu}}} = \frac{\overline{p_{t2}}}{\overline{p_{t1}}} \quad \text{Gl. 5.4}$$

Aus Gl. 5.4 folgt, daß der mittlere Totaldruck am Austritt des gestörten Sektors zum Totaldruck am Austritt eines ungestörten Sektors im gleichen Verhältnis steht, wie der mittlere Totaldruck am Eintritt des Verdichters zum mittleren Totaldruck vor dem Störsimulator. Dieser Zusammenhang ist über oben beschriebenes  $\Pi_E$  gegeben. Der Totaldruck muß also in einem Sektor gemessen werden, auf den die Eintrittsstörung keinen Einfluß hat. Dies trifft, wie aus Abb. 5.5 ersichtlich, für die Sondenposition *außerhalb* zu.

### 5.5.3 Bestimmung der mittleren Totaltemperatur am Austritt des NDV

Die Austrittstotaltemperatur eines Verdichters ist eine wesentliche Größe zur Bestimmung der umgesetzten Leistung und des isentropen Verdichterwirkungsgrads. Da vor allem letzterer sensitiv auf den Quotienten der Totaltemperaturen vor und nach dem Verdichter reagiert, muß bei der Bestimmung von  $T_{t21}$  besondere Sorgfalt angewandt werden.

Weil - wie im vorhergehenden Abschnitt erläutert - die Totaldrucksonde für  $p_{t21}$  *außerhalb* der Störung installiert werden muß, liegt die Kammsonde zur Aufnahme der Totaltemperatur  $T_{t21}$  im gestörten Sektor. Die Totaldruckstörung im Verdichtereintritt ist ein Gebiet mit redu-

zierten Axialgeschwindigkeiten, wodurch sich der Anströmwinkel der ersten Stufe ändert, die Belastung des Gitters im gestörten Bereich steigt und wegen der erhöhten Umlenkung dem Fluid mehr Energie zugeführt wird. Das führt zu einem verstärkten Anstieg der Totaltemperatur im gestörten Sektor. Die dort gemessene Temperatur kann also nicht als Mittelwert über den gesamten Querschnitt angesehen werden. Eine Korrekturfunktion, mit deren Hilfe die mittlere Totaltemperatur im NDV-Austritt bestimmt werden kann, wird bestimmt. Zunächst sind die Totaldruck- und die Totaltemperatursonde in der Ebene 21 vertauscht eingebaut, wodurch die Temperaturbestimmung *außerhalb* der Störung geschieht. Dazu läuft der Niederdruckverdichter bei unterschiedlichen Drehzahlen zwischen Leerlauf und Vollast. Nach Tausch der Sonden - die Temperatursonde befindet sich jetzt *innerhalb* - werden die gleichen Drehzahlen wie im ersten Versuch so genau wie möglich angefahren und der Totaltemperaturverlauf für jede einzelne Sonde des Sondenkammes aufgenommen. Da bereits kleine Unterschiede in der reduzierten Verdichterdrehzahl die Temperaturerhöhung beeinflussen und zudem die Unterschiede der beiden Messungen *innerhalb* und *außerhalb* der Störung klein sind, werden die beiden Temperaturverläufe auf gleiche reduzierte Drehzahlen interpoliert. Durch Subtraktion der beiden Kurven erhält man die Differenz der beiden Messungen. Zur Gewichtung des Korrekturfaktors dient eine sektorielle Betrachtung des Eintrittsquerschnittes, aus der hervorgeht, daß 74% der Ebene einen ungestörten und 26% einen gestörten Charakter besitzen. Die Gewichtung des drehzahlabhängigen Korrekturfaktors wird somit zu 3:1 angenommen und die mittlere Totaltemperatur im Austritt des Niederdruckverdichters für jede Sonde  $\overline{T_{t21}}_{\text{Sonde}}$  aus der im gestörten Sektor gemessenen Totaltemperatur  $T_{t21,\text{gest}}$  bestimmt zu:

$$\overline{T_{t21}}_{\text{Sonde}} = T_{t21,\text{gest}} - \frac{3}{4} \cdot (T_{t21,\text{gest}} - T_{t21,\text{clean}})_{\text{inred.konst}} \quad \text{Gl. 5.5}$$

Die so um den Einfluß der Eintrittsstörung korrigierten, über den Umfang gemittelten Temperaturen an den Einzelsonden werden im weiteren Verlauf der Auswertung flächengewichtet zu  $\overline{T_{t21}}$  gemittelt. Um weitere nicht erfaßbare Einflüsse wie die Änderung der Luftfeuchtigkeit oder die Temperaturdrift in der Meßkette auszuschließen, wurden die beiden Untersuchungen *innerhalb* und *außerhalb* an einem Tag mit nahezu konstanten Umgebungsbedingungen durchgeführt. Abb. 5.6 zeigt die Korrelationskurven für die 6 Einzelsonden.

Mit Hilfe der um den Einfluß der Eintrittsstörung korrigierten Meßwerte lassen sich die Ähnlichkeitsparameter des Niederdruckverdichters wie folgt bestimmen:

$$\Pi_{NDV} = \frac{P_{t21,r}}{P_{t1}} \quad \text{Gl. 5.6}$$

$$\dot{m}_{\text{red},NDV} = \frac{\dot{m}_2 \cdot \sqrt{T_{t2}}}{P_{t2}} \quad \text{Gl. 5.7}$$

$$\eta_{is,NDI} = \frac{\Pi_{NDI}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\frac{T_{i21}}{T_{i2}} - 1} \quad \text{Gl. 5.8}$$

$$n_{red,NDI} = \frac{n_{NDI}}{\sqrt{T_{i2}}} \quad \text{Gl. 5.9}$$

## 5.6 Drosselvorrichtungen der Verdichter

Die Lage der Betriebslinie eines Verdichters im Kennfeld wird durch den Drosselgrad bestimmt. Bei einem in ein Turbotriebwerk installierten Verdichter legt das Betriebsverhalten der nachfolgenden Komponenten und somit deren Drosselwirkung die Betriebslinie des Verdichters fest. Dieses Drosselverhalten muß bei der Auslegung der Komponenten so dimensioniert werden, daß die Verdichter des Triebwerks auch bei dynamischen Laständerungen, z.B. bei Beschleunigung, in jedem Betriebspunkt einen ausreichenden Abstand von der Pumpgrenze haben. Ist dies nicht gegeben, so kann durch zusätzliche Eingriffe (z.B. Abblasung) die Betriebslinie im Kennfeld gesenkt und damit der Pumpgrenzenabstand vergrößert werden.

Für die Bestimmung des gesamten Kennfeldes eines Triebwerkverdichters ist es notwendig, den Verdichter im laufenden Betrieb zusätzlich androsseln zu können, um den gesamten Bereich zwischen Betriebslinie (minimale "eingebaute" Drosselung durch die Komponenten des Triebwerks) und der Pumpgrenze zu erfassen. Um eine thermische Überlastung des Triebwerks zu vermeiden und um reproduzierbare, stationäre Drosselzustände erreichen zu können, werden bei den Versuchen kurzfristige Drosselmöglichkeiten wie schnelle Laständerungen oder fuel-spiking nicht angewandt. Statt dessen wurden mechanische und pneumatische Anbauten entwickelt, um beide Verdichter des LARZAC 04 nahezu unabhängig androsseln zu können. Dies ist möglich, da das LARZAC 04 in zwei getrennten Düsen entspannt.

Der Niederdruckverdichter wird über eine im Austritt der Zweitkreisdüse installierte Vorrichtung gedrosselt, indem die Düsenfläche stufenlos verringert werden kann (Höss, 1998). Dabei handelt es sich um eine verstellbare Blende (Abb. 5.7), deren Kreissegmente über eine Antriebskette und Verstellbolzen in radialer Richtung verfahren werden können und damit den Außenradius der Fläche der Zweitkreisdüse verkleinern. Die Ansteuerung des elektrischen Antriebsmotors geschieht über einen PC, der eine Positionsvorgabe mit der Rückmeldung eines Wegsensors vergleicht und die Blende bis zum Soll/Ist-Abgleich verfährt. Bei einer manuellen Betätigung des Not-Aus Schalters wird die Blende ungeachtet der momentanen Vorgaben mit maximaler Geschwindigkeit geöffnet.

Für die Drosselung des Hochdruckverdichters sind zwei Vorrichtungen vorhanden. Ein in der Triebwerkslängsachse liegender, axial verstellbarer Ellipsoidkörper wird in die Erstkreisdüse eingebracht. Durch die stufenlose Verringerung der Düsenaustrittsfläche erfolgt die Androsselung des HDV. Eine Möglichkeit, den HDV ohne Verringerung des Massendurchsatzes zu drosseln und damit eine Überhöhung der Turbineneintrittstemperatur zu vermeiden, ist die

Einblasung von Sperrluft in die Austrittsebene des Verdichters. Der erhöhte Gegendruck bewirkt die gewünschte Drosselung. Neben der stufenlosen Verstellbarkeit des Drosselgrades besitzt dieses System den Vorteil, daß es nahezu keine Trägheitseffekte innehat. Im Falle des HDV-Pumpens ist eine schnelle, vollständige Entdrosselung über das Schließen schnellschaltender Ventile möglich.

### 5.7 Versuchsdurchführung und Meßprogramm

Nach dem Start des Triebwerks folgt die Warmlaufphase nahe der Leerlaufdrehzahl von  $n_{red,NDV}=32\%$ , die damit genau im Spektrum der Resonanzfrequenz der Endscheibe des Simulators liegt. Zur Vermeidung von Risiken wird diese Drehzahl leicht in einen unkritischen Bereich erhöht. Anschließend wird das Triebwerk zur thermischen Stabilisierung 15min. bei Vollast gefahren, da das Triebwerk den bekannten Effekt eines Schublochs während dieser Phase aufweist, der sich in unterschiedlichen Wärmeausdehnungen und damit unterschiedlichen Radialspalten zwischen Rotoren und Gehäusen begründet. Nach Erreichen eines thermischen Gleichgewichtszustands werden die im Meßprogramm festgelegten relativen reduzierten Drehzahlen des Niederdruckverdichters ausgehend von der Maximaldrehzahl des Triebwerks von oben herab angefahren. Da sich bei einer Drehzahländerung vom Übergang zwischen zwei Meßpunkten der Lastzustand und damit auch die Temperaturniveaus ändern, wird das Triebwerk bei jeder angefahrenen Drehzahl ca. 5 min. stabilisiert. Ein stationärer Betriebspunkt liegt erst dann vor, wenn neben den massebehafteten Trägheitseffekten (z.B. Trägheit der Rotoren) auch die thermischen (Wärmeleitung in den Bauteilen) abgeglichen sind.

Während die beiden Störsiebe fest auf dem Siebträger montiert sind und fortwährend Totaldruckverluste erzeugen, wird der Deltaflügel nur während der Meßwertaufnahme angestellt. Zunächst wird ein Punkt der Betriebslinie mit vorhandener Totaldruckstörung ohne Drall aufgenommen, dann der Anstellwinkel des Deltaflügels auf  $\alpha_{\Delta}=20^\circ$  erhöht. Die dabei leicht abweichende NDV-Drehzahl aufgrund der Versperrungswirkung des Deltaflügels wird korrigiert und der Betriebspunkt auf der stationären, ungedrosselten Betriebslinie zweifach ermittelt. Diese Betriebspunkte dienen der Ermittlung des stationären Triebwerk Leistungsverhaltens unter den Einfluß von Eintrittsstörungen. Das Triebwerk wird nicht zusätzlich gedrosselt und entspricht so der Konfiguration im Flugbetrieb, womit die Veränderungen des Schubes und des spezifischen Brennstoffverbrauchs im Vergleich zum ungestörten Betrieb gewonnen werden, die als Eingabedatensatz zur Untersuchung der Abweichung des Leistungsverhaltens des Hyperschallantriebs und der Abweichung der Flugleistungen des Transportsystems dienen.

Die Zweitkreisdrossel wird in mehreren diskreten Schritten geschlossen, bis der Betriebspunkt nur noch einen geringen Abstand von der Pumpgrenze hat. Die Bypassdrossel wird wieder ganz geöffnet, dann kontinuierlich geschlossen, bis der Verdichter aerodynamisch instabil und die Pumpgrenze überschritten wird. Durch rasches Öffnen der Drossel wird das Triebwerk dann wieder entlastet. Wegen des langsamen Schließens der Zweitkreisdrossel kann für die auf einer Linie konstanter reduzierter Drehzahl liegenden Punkte ein quasistationärer Zustand

angenommen werden. Während der Laständerung zwischen zwei reduzierten Drehzahlen wird die Zweitkreisdrossel ganz geöffnet und der Deltaflügel in seine Ausgangsstellung  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  gefahren, um eine unbeabsichtigte Annäherung an die Pumpgrenze zu vermeiden. Mit der Drosselung des Verdichters bis zur Instabilität wird das Betriebs- und Leistungsverhalten des NDV unter den Eintrittsstörungen bestimmt. Während die reduzierten Stabilitätsreserven unter Sicherheitsaspekten für das gesamte Flugsystem betrachtet werden, dient das Leistungsverhalten des Niederdruckverdichters als die der Eintrittsstörung ausgesetzte Komponente der Erklärung des Triebwerk Leistungsverhaltens.

Zur Aufnahme der Meßdaten zur Bestimmung des Leistungsverhaltens wird die niederfrequente Instrumentierung eingesetzt. Beim quasistationären Schließen der Zweitkreisdrossel und dem Überschreiten der Stabilitätsgrenze des Niederdruckverdichters läuft die hochfrequente Instrumentierung parallel mit. Mit Hilfe dieser Daten kann bei der Auswertung der Beginn der Instabilität und somit die Lage der Pumpgrenze im Verdichter kennfeld genau bestimmt werden.

Bei der Ermittlung des stationären Triebwerk Leistungsverhaltens und des stationären Betriebsverhaltens des Niederdruckverdichters waren die beiden Sondenkämme für  $T_{121}$  und  $p_{121}$  in den unter Punkt 5.5 beschriebenen Positionen im Austritt des NDV installiert. Die Totaldrucksonde liegt *außerhalb* der Störung, die Totaltemperatursonde *innerhalb*. Da für diese Versuche keine der beiden HDV-Drosseln betätigt wurde, konnte auf die bei Bernhard (1999) beschriebene Überwachung der Turbineneintrittstemperaturen verzichtet werden, da eine Drosselung des Zweitkreises nur eine geringfügige Verringerung des Massenstroms durch den Erstkreis bewirkt. Die angefahrenen reduzierten Drehzahlen bei CO- und COUNTER-Störung werden so genau wie möglich reproduziert, der Bereich des Drehzahlparameters des Niederdruckverdichters reicht von 32% im Leerlauf bis zu einer Maximaldrehzahl von  $n_{\text{red,NDV}}=95\%$ . Es ist an der TVA nur an kalten Tagen mit hoher Luftdichte möglich, mit ausreichender Turbinenleistung die Auslegungsdrehzahl des NDV zu erreichen. Somit wird die Obergrenze des Drehzahlparameters auf 95% der reduzierten Nenndrehzahl festgelegt, da diese immer angefahren werden kann.

## 6 Triebwerksmessungen mit für Hyperschallantriebe typischen Eintrittsstörungen

Das folgende Kapitel beschreibt die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen zur Bestimmung des stationären Leistungsverhaltens des Turbostrahltriebwerks LARZAC 04 C5 unter dem Einfluß von Eintrittsstörungen, wie sie für Hyperschalleinläufe typisch sind. Da der Niederdruckverdichter die Komponente des Triebwerks ist, die den Störungen direkt ausgesetzt ist und als Luftlieferer maßgeblich das Betriebs- und Leistungsverhalten des Gesamtsystems beeinflusst, wird diese Komponente zunächst gesondert und detailliert untersucht und dann mit den gewonnenen Erkenntnissen das Leistungsverhalten des Gesamttriebwerks erklärt. Zur Bewertung der ermittelten Daten wird zunächst die Verdichtercharakteristik aufge-

nommen. Im Anschluß liefern die Verläufe der Totaltemperaturen  $T_{t21}$  im Verdichteraustritt zusätzliche Informationen bei der detaillierten Untersuchung des Verdichterverhaltens. Schließlich wird das Leistungsverhalten des Turbostrahltriebwerks unter Zuhilfenahme der Ergebnisse des NDV bestimmt.

### 6.1 Stationäres Betriebsverhalten des Niederdruckverdichters: Kennfeld-darstellung

Das stationäre Betriebsverhalten eines Verdichters beschreibt dessen Leistungsvermögen, einen Fluidmassenstrom unter Energiezufuhr um ein von der Auslegung abhängiges Druckverhältnis zu verdichten. Der nichtlineare, im stabilen Betriebsbereich stetige Zusammenhang zwischen durchgesetztem Massenstrom, der Drehzahl und dem erzielten Druckverhältnis bei vorgegebenem Drosselgrad wird in der Verdichtercharakteristik dargestellt. Dies geschieht anhand reduzierter Kenngrößen, um den Einfluß unterschiedlicher Eintrittsbedingungen zu erfassen und die Übertragbarkeit ähnlicher Betriebszustände zu gewähren. Im Falle von Flugtriebwerken ändern sich die Umgebungsbedingungen mit der Flughöhe und -geschwindigkeit, im Falle der hier angeführten Untersuchungen ändern sich Eintrittsdruck und -temperatur mit der Witterung und der Wirksamkeit des Störsimulators. Die Reduzierung auf die Eintrittsgrößen eliminiert den Einfluß der Kompressibilität des Arbeitsmediums (bei Triebwerksverdichtern die Ansaugluft), der als *Mach-Ähnlichkeit* bekannt ist. Weitere Einflußfaktoren, wie unterschiedliche Reynoldszahlen aufgrund unterschiedlicher Außentemperatur (Viskositätseinflüsse) oder die Luftfeuchtigkeit (Änderung des Isentropenexponenten), werden in dieser Darstellung nicht berücksichtigt und haben einen vernachlässigbaren Einfluß auf das Kennfeld.

Das Triebwerk wird bei konstanten aerodynamischen Drehzahlen  $n_{red,NDV}$  gedrosselt, um die stationäre NDV-Charakteristik zu erhalten. Dies führt bei allen Drehzahlen zu einer vollständig ausgebildeten rotierenden Ablösung. Die Schließgeschwindigkeit der Drossel wird niedrig gehalten, um quasistationäre Triebwerkbetriebszustände zu gewährleisten. Der Referenzfall der ungestörten Einlaufströmung (graue Linien und Zahlen) und die Auswirkungen der simulierten "Hyperschall" CO- und COUNTER-Störungen (schwarze Linien, Zahlen und Symbole), die durch den Deltaflügel-Simulator erzeugt wurden, sind in [Abb. 6.1](#) dargestellt. Die beschrifteten Linien stellen die Linien konstanter relativer reduzierter Drehzahlen dar, die von der Betriebslinie bis zum Einsetzen der Instabilität gemessen wurden. Es ist jedoch aufgrund der nachfolgenden Komponenten nicht möglich, den Verdichter unter die Betriebslinie abzdrosseln. Deshalb werden die Drehzahllinien unter Berücksichtigung von Energie- und Wirkungsgradaspekten sorgfältig mit Hilfe des Programmes SmoothC (Kurzke, 1993) extrapoliert. SmoothC betrachtet einen Verdichter als nichtlineares, aber stetiges System und bietet die Möglichkeit, durch interaktive Eingaben und durch Bereitstellung funktionaler Zusammenhänge das Kennfeld auf nicht meßbare Bereiche auszudehnen (Extrapolation) bzw. nicht gemessene Drehzahllinien einzufügen (Interpolation). Zur besseren Übersichtlichkeit werden einige Wirkungsgradlinien weggelassen.



### 6.1.1 Druckverhältnis über dem Massenstrom

Analysiert man das Kennfeld (Abb. 6.1), so ist festzustellen, daß das Leistungsverhalten und die Stabilitätsgrenze des Verdichters unter beiden Störungen absinken. Die Hauptursache dafür liegt im Verhalten des Störsimulators, der mit ansteigender Zuströmgeschwindigkeit zunehmende Störungen erzeugt. Die Wirbelstörung ändert sich linear mit dieser Geschwindigkeit, während der Totaldruckverlust annähernd mit dem Quadrat der Geschwindigkeit zunimmt, da die Wirksamkeit der Siebe proportional zum Staudruck der Zuströmung ist. Eine stationäre, sektoriell begrenzte Eintrittsstörung bewirkt ein instationäres Strömungsphänomen an jeder einzelnen Schaufel des ersten Rotors, da diese während eines Umlaufes in die gestörten Sektoren ein- und wieder austritt. Während dieses Vorgangs ändern sich die Geschwindigkeitsniveaus und damit die Winkel der Zuströmung. Je nach Größe des gestörten Sektors bezogen auf die Verweildauer des Fluids im Schaufelkanal kann sich beim Durchgang durch die Störung ein quasistationärer Zustand ausbilden. Die Schaufeln sind instationären axialen und azimutalen Geschwindigkeitsabweichungen ausgesetzt, die zu Geschwindigkeitskomponenten jenseits der Auslegung ("off design") führen, welche wiederum höhere Verluste und meist niedrigere Massenströme nach sich ziehen.

Die stationären Betriebslinien der drei betrachteten Fälle (CLEAN, CO, COUNTER) weichen kaum von einander ab. Dieses Verhalten wurde bei Untersuchungen mit reinen Drallstörungen (Pazur, 1991) und auch mit kombinierten Eintrittsstörungen (Bernhard, 1999) ebenfalls festgestellt. Nahezu unabhängig von Inhomogenitäten bestimmt der Drosselgrad der dem Niederdruckverdichter folgenden Komponenten die Lage der Betriebslinie bei sonst ungedrosseltem Zustand. Lediglich nahe  $n_{\text{red,NDV}}=63\%$  liegt die Betriebslinie der CO-Störung über den beiden anderen. Ursache hierfür ist das Schließen der Abblaseventile des Hochdruckverdichters, wodurch der Niederdruckverdichter schlagartig entdrosselt wird, die Betriebslinien einen schwachen Knick aufweisen und das Druckverhältnis leicht bei steigendem Massenstrom sinkt. Aufgrund der hystereseebehafteten Schaltsignalgebung geschieht das bei der CO-Störung erst bei etwas erhöhter  $n_{\text{red,NDV}}$ . Das maximal erreichbare Gesamtdruckverhältnis  $\Pi_{\text{NDV}}$  ist geringer und weist so auf eine reduzierte Leistung des NDV bei beiden Einlaufstörungen hin. Die Meßpunkte auf den Betriebslinien, die deren Stützstellen darstellen, verdeutlichen, daß der Massenstrom durch das verschlechterte Betriebsverhalten unter Eintrittsstörungen vermindert ist. Gleiche Massendurchsätze bei gleichem Druckverhältnis wie bei der ungestörten Zuströmung sind also nur bei erhöhter reduzierter Drehzahl, also bei erhöhter Energiezufuhr durch die Turbinen möglich, weswegen die maximale Leistungsfähigkeit des Verdichters nicht erreicht wird. Dies führt dazu, daß die Punkte der gestörten Betriebslinien und damit die gesamte Charakteristik etwas nach links unten verschoben werden. Bei der CO-Störung tritt dieses Phänomen für  $n_{\text{red,NDV}}>76\%$  auf, während bei der COUNTER-Störung dieser Effekt über den gesamten Drehzahlbereich erkennbar ist. Der Unterschied kann damit erklärt werden, daß die hier untersuchte Störung eine Superposition der Totaldruck- und der Wirbelstörung darstellt. Die größeren linksgeneigten Dreiecks-Symbole auf der Betriebslinie stellen Messungen mit dem Deltaflügel ohne Anstellwinkel dar, was zu einer reinen Totaldruckstörung ohne zu-

sätzlichen Drall führt. Die Vergleichspunkte wurden erzeugt, um den Einfluß der überlagerten Wirbelstörung nachzuweisen. Diese Betriebspunkte befinden sich zwischen denen der CO- und der COUNTER-Störung. In dem totaldruckgestörten Sektor herrschen geringere Axialgeschwindigkeiten als im ungestörten Bereich; das führt zu einer Veränderung der Anströmung der Beschaukelung des ersten Rotors in Richtung eines Bruststoßes und somit zu höherer Belastung. Der co-rotierende Wirbel am NDV-Eintritt wirkt dieser zusätzlichen Belastung entgegen, die Beschaukelung arbeitet näher an der Auslegung und wegen des damit verbundenen Entdrosselungseffektes werden die Betriebspunkte der CO-Störung etwas zu höheren Druckverhältnissen und Massenströmen verschoben. Damit reduziert die mitrotierende CO-Störung die negativen Effekte der Totaldruckinhomogenitäten, während die gegenläufige COUNTER-Störung diese noch verstärkt. Der Gegendrall erhöht zusätzlich zur Totaldruckstörung den Anströmwinkel zur Beschaukelung, die bei steigenden Verlusten außerhalb des Auslegungsgebietes arbeitet, wodurch der Massenstrom und das Druckverhältnis sinken.

Die Drehzahllinien kennzeichnen die Betriebspunkte des Verdichters bei konstanten reduzierten Drehzahlen und unterschiedlichen Drosselzuständen. Der Verlauf der Drehzahllinien unterhalb der Betriebslinie ist für beide Störungsformen steiler als im ungestörten Bereich, ohne merkbaren Unterschied zwischen den beiden Wirbelrichtungen. Die höhere Belastung der Schaufeln schränkt deren Betriebsbereich ein. Der gestörte Sektor erreicht früher einen kritischen Strömungszustand, weswegen auch eine weitere Entdrosselung keinen Anstieg im Massendurchsatz liefert. Im Gegensatz dazu zeigt die Charakteristik im angedrosselten Bereich zwischen stationärer Betriebslinie und Pumpgrenze einen immer flacher werdenden Verlauf. Der Gradient im obersten Drehzahlbereich wird zu Null und für die beiden Drehzahllinien bei  $n_{red,NDV}=89\%$  und  $95\%$  dann positiv. Höss (1998) vermutet als Ursache für dieses Phänomen den ungewöhnlichen Verlauf des Verhältnisses von Totaldruck zu statischem Druck der Stufencharakteristik. Während für die hintere Stufe der Gradient der Drehzahllinien immer negativ und somit eigenstabil ist, herrscht für die erste Stufe des NDV bei allen Drehzahllinien und Drosselraten ein positiver Gradient. Gemäß einer theoretischen, zweidimensionalen Stabilitätsanalyse von Stenning (1980) wird ein System ab einem Gradienten gleich Null instabil. Die zweite Stufe besitzt einen Toleranzbereich, der die Verdichterströmung als Ganzes stabilisiert und den Betrieb des Verdichters ermöglicht. Des weiteren wird der Druckanstieg trotz weiterer Energiezufuhr begrenzt, da an der ersten Stufe bereits kleine, abgelöste Bereiche entlang der Beschaukelung vermutet werden, wodurch der Wirkungsgrad mit zunehmender Drosselung abnimmt. Bernhard (1999) unterscheidet hier zwischen der *Pumpgrenze*, bis zu welcher der Verdichter stabil läuft, und der *Stabilitätsgrenze*, bei der das maximale Druckverhältnis erreicht wird. Seine Begründung, daß in dem Betriebsbereich zwischen Stabilitäts- und Pumpgrenze eine permanent rotierende Ablösung im Bereich der Schaufelspitzen umläuft, die den Wirkungsgrad senkt und somit den Druckaufbau verringert, konnte weder durch nieder- noch durch hochfrequente Meßdaten gestützt werden (Höss, 1998). Nicht außer Acht gelassen werden darf in diesem Zusammenhang die transsonische Auslegung des Verdichters im oberen Drehzahlbereich. Die sich ausbildenden Stoßsysteme führen zu Verlusten, die das beschriebene Phänomen der flachen Drehzahllinien unterstützen.

Im Falle der COUNTER-Störung weisen die Drehzahllinien einen zum ungestörten Fall ähnlichen, fast parallel verschobenen und zu geringeren Druckverhältnissen gekrümmten Verlauf auf. Auffällig ist die Tendenz im oberen Bereich, daß der Gradient bereits bei geringerem Drosselgrad positiv wird. Die zusätzliche Belastung durch den gegenrotierenden Wirbel führt zu einer verstärkten Instabilität der ersten Stufe. Die Toleranz der nachfolgenden Stufe erschöpft sich so schon eher bei steigenden Verlusten. Abweichend davon ist die Tendenz der Drehzahllinien des NDV unter CO-Störung. Der negative Gradient bleibt bis zum Erreichen der Pumpgrenze erhalten, die erzielten Druckverhältnisse steigen bis zu denen der ungestörten Zuströmung an (z.B. bei  $n_{\text{red,NDV}}=95\%$ ) oder übertreffen sie leicht (bei  $n_{\text{red,NDV}}=89\%$ ). Der mitdrehende Wirbel entlastet den gestörten Sektor soweit, daß die Wirkungsgrade trotz vorliegender Totaldruckstörung annähernd das Niveau des CLEAN Falles erreichen können und die zugeführte Energie in Druck umgesetzt werden kann. Zur Erklärung muß die Eintrittsstörung nicht nur sektoriell betrachtet, sondern auch radial aufgelöst analysiert werden. [Abb. 6.2](#) zeigt die mittels numerischer Strömungssimulation ermittelte Abweichung des Zuströmwinkels von der Auslegung in der NDV-Eintrittsebene unter den Störungen und dem CLEAN Fall. Dazu wurde die Geometrie zwischen Triebwerkeintrittsebene und Verdichtereintrittsebene inkl. Spinner diskretisiert (vgl. Kap. 5.5.2), der lokale Strömungswinkel im Relativsystem berechnet und die Abweichung zur Auslegung bestimmt. Deutlich ist der von der Totaldruckstörung überlagerte Wirbel zu sehen, der z.B. im Gehäusebereich in Umfangsrichtung dreht (CO), während an der Nabe dies genau umgekehrt ist. Die Auswertungen der radial aufgelösten Totaltemperaturen (vgl. 6.2.2) ergeben an der Nabe jedoch keinen nennenswerten Unterschied zwischen mit- oder gegenrotierender Störung. Die Drehrichtung des Wirbels im Gehäusebereich ist für die zusätzliche Beeinflussung des Betriebsverhaltens des Verdichters verantwortlich. Für die CO-Störung zeigt [Abb. 6.2](#) im ersten Drittel von der Schaufelspitze eine fast vollständige Eliminierung der Fehlanströmung, was den geringen Abfall der Verdichtereffizienz erklärt, im Gegensatz zu dessen Verschlechterung durch die Überhöhung der Inzidenzwinkel bei der COUNTER-Störung.

Bei der CO-Störung tritt von Leerlaufdrehzahl bis zu  $n_{\text{red,NDV}}=53\%$  keine signifikante Veränderung der Pumpgrenzenlinie auf. Neben der in diesem Geschwindigkeitsbereich geringen Intensität der erzeugten Störungen liegt die Ursache für dieses Phänomen in der Toleranz der zweiten Verdichterstufe gegenüber einem veränderten Eintrittswinkel und somit einer höheren Belastung am ersten NDV Rotor bis zu einer bestimmten Grenze. Innerhalb dieses Bereiches ist die zweite Stufe in der Lage, sogar stärkere Störungen der ersten Stufe zu absorbieren und zu kompensieren, weil im niedrigen Geschwindigkeitsbereich die Verteilung der Stufenbelastung die zweite Stufe ohnehin begünstigt. Der NDV befindet sich entlang einer Drehzahllinie für analogen Drosselgrad jeweils auf dem gleichen Betriebspunkt wie bei ungestörter Einlaufströmung. Bei höheren Drehzahlen nimmt die Belastung der hinteren Stufe zu und verringert deren Fähigkeit, die erste Stufe zu stabilisieren. Der Toleranzbereich ist überschritten und die höhere aerodynamische Belastung der Schaufeln der ersten Stufe führt innerhalb des gestörten Bereiches zu einer deutlichen Absenkung des Pumpgrenzenabstandes. Die COUNTER Pumpgrenzenlinie stimmt mit der CO Linie bis zu  $n_{\text{red,NDV}}=84\%$  überein, was einen ähnlichen Ein-

fluß beider Eintrittsstörungen auf die Stabilität bedeutet. Oberhalb dieser Drehzahl begünstigt der gegenrotierende Wirbel verstärkt die Entwicklung von Instabilitäten beim NDV und die Pumpgrenzenlinie sinkt im Vergleich zur CO-Störung beachtlich. Im Vergleich zu einer Pumpgrenzenlinie bei reiner Totaldruckstörung (Höss, 1998) zeigt die COUNTER Pumpgrenze dasselbe auffällige Verhalten im oberen Drehzahlbereich mit starker Divergenz zum ungestörten Fall und der Umkehrung der Krümmung der Linie ab  $n_{\text{red,NDV}}=84\%$ , während der Verlauf der Pumpgrenze für die CO-Störung nahe der rein drallgestörten Pumpgrenzenlinie liegt.

#### 6.1.2 Wirkungsgrad über dem Massenstrom

Der Verlauf der Wirkungsgradlinien unterstreicht die oben dargestellten Erkenntnisse im Hinblick auf den Einfluß der unterschiedlich drehenden Einlaufstörungen. Die maximalen Wirkungsgrade der CO-Störung unterscheiden sich für höhere Drehzahlen ab  $n_{\text{red,NDV}}=66\%$  nahezu nicht vom ungestörten Einlauf. Da die Wirkungsgradlinien auch über dem reduzierten Massenstrom aufgetragen werden, sind sie ebenso wie die Drehzahlkurven nach links verschoben. Verglichen mit den entsprechenden Drehzahlkurven ohne Eintrittsstörung zeigt dies, daß für höhere Geschwindigkeiten der mitrotierende Wirbel die negativen Effekte der Totaldruckstörung reduziert. Obwohl der Massenstrom und das Druckverhältnis reduziert sind, bleibt der Wirkungsgrad entlang der Drehzahlkurve etwa gleich. Unterhalb von  $n_{\text{red,NDV}}=66\%$  sinkt der Wirkungsgrad jedoch ab, was darauf hindeutet, daß sich hier die Einflüsse auf den Zuströmwinkel aus Totaldruck- und Drallstörung nicht mehr ausgleichen. Da die Wirksamkeit des Deltaflügels im unteren Drehzahlbereich nicht im selben Maße sinkt wie die der Störsiebe, erfährt der Niederdruckverdichter eine dominierende Drallstörung in Drehrichtung des Verdichters.

Abb. 6.3 zeigt die relative Wirksamkeit des Störsimulators über der NDV-Drehzahl. Dabei wurden der erzeugte Totaldruckverlust und die Änderung der Umfangsgeschwindigkeit auf den Maximalwert bei  $n_{\text{red,NDV}}=95\%$  bezogen. Deutlich erkennbar ist hier die linear ansteigende Wirksamkeit des Deltaflügels (Drall) und der annähernd quadratische Einfluß der Störsiebe auf den Totaldruck.

Die Linien des Wirkungsgrades für die COUNTER Störung unterstreichen den entgegengesetzten Einfluß des gegenrotierenden Wirbels, indem er die negativen Effekte verstärkt. Bei allen Drehzahlen arbeitet der NDV wegen ungünstigerer Zuströmverhältnisse bei geringeren Wirkungsgraden als bei CO, wobei sich hier ebenso die Auswirkungen der Drallstörung hinsichtlich der Wirkungsgradverschlechterung im unteren Drehzahlbereich verstärken.

#### 6.1.3 Pumpgrenze bei transienter Eintrittsstörung

Neben der Ermittlung der Leistungsdaten des Niederdruckverdichters bei stationärer Eintrittsstörung wird die Pumpgrenze bei nicht stationärer, transienter Eintrittsstörung bestimmt. Eine derartige Störung könnte im Falle eines Hyperschall-Transportsystems bei einem Fehlverhalten der Rampenregelung auftreten (Schmid et al., 2000 (1 und 2)). Wird in einem definierten

Punkt der Flugmission die letzte Rampe zu weit geschlossen, so erhöht sich der Diffusorwinkel und entstehende Störungen werden sich verstärken. Im vorliegenden Versuchsaufbau wird dieses Fehlverhalten simuliert, indem der Deltaflügel stufenlos und kontinuierlich von der Nulllage bei  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  auf den maximalen Anstellwinkel  $\alpha_{\text{Delta}}=25^\circ$  verfahren und damit die Intensität des Wirbels erhöht wird. Die Verfahrensgeschwindigkeit des Deltaflügels entspricht hierbei etwa der Geschwindigkeit der Rampenverstellung (ca. 1.5 Grad/s, Schwab, 1991). Der Leistungshebel wird während der Verstellung des Deltaflügels nicht verändert. Die Störsiebel sind die ganze Zeit eingebaut, da hier keine Variationsmöglichkeit besteht.

Nach entsprechender Stabilisierung einer Drehzahl wird für  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  die Zweitkreisdrossel bis nahe der Pumpgrenze bei nach wie vor stabilem Betrieb geschlossen und dann der Anstellwinkel des Deltaflügels bis zum Erreichen der Instabilität erhöht. Dies gelingt für die CO-Störung für reduzierte Drehzahlen ab  $n_{\text{red,NDV}}=79,5\%$  bzw.  $n_{\text{red,NDV}}=76\%$  für den COUNTER Fall. Unterhalb dieser Drehzahlen ist es nicht möglich, die Drossel stationär soweit zu schließen, um einen Punkt anzufahren, der sicher stabil ist und von dem aus beim Anstellen des Deltaflügels die Pumpgrenze überschritten wird. Abb. 6.4 zeigt einen Ausschnitt aus dem NDV-Kennfeld. Die vergrößert eingezeichneten Symbole kennzeichnen den ermittelten Beginn des Pumpens. Die leichten Abweichungen von den vorgegebenen Drehzahlen erklären sich mit der steigenden Versperrwirkung des Deltaflügels. Mit steigendem Anstellwinkel reduziert sich der Massenstrom im Einlauf und somit auch durch die beiden Verdichter, wodurch deren Wellendrehzahl etwas absinkt. Für beide Störformen liegen die Punkte der transienten Störung auf der jeweiligen Pumpgrenze, die unter stationärer Eintrittsstörung ermittelt wurde. Die Veränderung des Deltaflügels entspricht ungefähr der Verfahrensgeschwindigkeit einer verstellbaren Rampe und hat einen stationären Charakter für den NDV. Insofern sind die Ergebnisse der stationären Eintrittsstörungen auch auf das Verhalten bei transienten Störungen übertragbar. Im Falle zukünftiger Untersuchungen an ähnlichen Triebwerken ist es also ausreichend, das Störungsbild zu simulieren, eine Variabilität der Störung im laufenden Betrieb ist nicht erforderlich.

## 6.2 Totaltemperaturverläufe im Austritt des Niederdruckverdichters

Für die Betrachtung des TriebwerkLeistungsverhaltens im Flugfall unter Eintrittsstörungen ist vornehmlich der Betrieb der Komponenten entlang ihrer stationären Betriebslinien ohne zusätzliche Drosselung von Belang. Aus Kap. 6.1.2 wird deutlich, daß die Verschlechterung des isentropen Verdichterwirkungsgrads des NDV das Leistungsverhalten entscheidend beeinflusst. Zur detaillierten Untersuchung werden die radial gemittelten und radial aufgelösten Verläufe der Totaltemperaturen im Austritt des NDV genauer analysiert.

### 6.2.1 Radial gemittelte Verläufe der Totaltemperaturen im NDV-Austritt

Um den Einfluß des der Totaldruckstörung überlagerten Wirbels und der Einbauposition der Meßsonden nachweisen zu können, wurden die Totaltemperaturverläufe bei fest eingebauten

Sieben je einmal für  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  bzw.  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  und Sondenposition *innerhalb* und *außerhalb* der Störung bestimmt.

Das ergibt die in Tab. 6.1 aufgeführten vier Fälle:

Fall	$\alpha_{\text{Delta}}$	Lage der Totaltemperatursonden
0	$0^\circ$	Außerhalb des gestörten Sektors
1	$20^\circ$	Außerhalb des gestörten Sektors
2	$0^\circ$	Innerhalb des gestörten Sektors
3	$20^\circ$	Innerhalb des gestörten Sektors

Tab. 6.1: Unterscheidungsfälle der Meßdatenreihen

Anders als bei der in BLISA korrigierten, gemittelten Totaltemperatur in der Triebwerksebene 21 wird für diese Betrachtung aus den mit den Sonden 1 bis 6 gemessenen, einzelnen Totaltemperaturen zwar ein lokaler, flächengemittelter Wert errechnet, dieser aber nicht mit der in Kap. 5.5.3 vorgestellten Korrelation über den Umfang gemittelt, um die Unterschiede der Temperaturverläufe an den beiden Umfangspositionen zu erfassen:

$$T_{i21} = \frac{\sum_{i=1}^6 T_{i21,i} \cdot A_i}{A_{21}} \quad \text{Gl. 6.1}$$

Dabei ist  $A_{21}$  die Querschnittsfläche in der Ebene 21 und die  $A_i$  sind die jeweils zugeordneten Flächen des Kreisrings an einer Meßsonde:  $A_i = \pi \cdot (r_{i-1,i}^2 - r_{i,i+1}^2)$ . Hierbei ist  $i=1, \dots, 6$  die Sondennummer (vgl. 5.2.1). Die Radien werden als Mittelwerte der Einbauradien der Sonden angenommen:  $r_{i,i+1} = \frac{1}{2} \cdot (r_i + r_{i+1})$ . Als äquivalentes Maß für die Totalenthalpieerhöhung im betrachteten gestörten oder ungestörten Sektor des Verdichters wird von der flächengemittelten Totaltemperatur im Sektor des NDV-Austritts die gemittelte Totaltemperatur am NDV-Eintritt abgezogen:

$$\Delta T_i = T_{i21} - \overline{T_{i2}} \quad \text{mit} \quad \overline{T_{i2}} = \overline{T_{i1}} \quad \text{Gl. 6.2}$$

Um die so ermittelte Differenz unabhängig von den Eintrittsbedingungen zu machen und somit einen Ähnlichkeitsparameter für die Erhöhung der Totalenthalpie zu erhalten, wird ein Quotient gebildet, der sich auf die Eintrittstotaltemperatur bezieht. Für die bezogene Totaltemperaturerhöhung  $QDT_i$  gilt Gl. 6.3:

$$QDT_i = \frac{T_{i21} - \overline{T}_{i2}}{\overline{T}_{i2}} = \frac{\left(\frac{p_{i21}}{p_{i2}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\eta_{is,NDV}} = \frac{(\Pi_{NDV})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\eta_{is,NDV}} \sim \frac{1}{\eta_{is,NDV}}. \quad \text{Gl. 6.3}$$

Dieser Quotient ist eine Funktion des isentropen Verdichterwirkungsgrads, des Verdichterdruckverhältnisses und des Isentropenexponenten. Letzterer kann aufgrund des niedrigen Temperaturniveaus im NDV mit  $\kappa = 1.4$  als konstant angesehen werden. Aus Betrachtungen des Verdichterkennfeldes lassen sich für die gemessenen Drehzahlen nur geringe Unterschiede im Verdichterdruckverhältnis für CO und COUNTER ersehen. Diese können im Vergleich zu den Wirkungsgradunterschieden vernachlässigt werden.

Beispielrechnung:

Aus dem NDV-Kennfeld (Abb. 6.1) lassen sich folgende Werte für  $\eta_{red,NDV} = 95\%$  auf der stationären Betriebslinie bestimmen:

	$\Pi_{NDV}$	$\eta_{is,NDV}$
CO	2.190	0.825
COUNTER	2.165	0.785

Tab. 6.2: Beispieldatensatz zu Berechnung des Totaltemperaturquotienten  $QDT_i$

Hält man jeweils eine der beiden Größen aus Tab. 6.2 konstant, so ergeben sich mit einem konstanten Isentropenexponenten von  $\kappa = 1.4$  für den Unterschied im Temperaturquotienten zwischen CO und COUNTER folgende Werte:

$$a) \quad \Delta QDT_{i,rel} \Big|_{\eta_{is}=konst.} = \frac{(\Pi_{NDV,CO})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - (\Pi_{NDV,COUNTER})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{(\Pi_{NDV,CO})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1} \cdot 100\% = 0.33\%$$

$$b) \quad \Delta QDT_{i,rel} \Big|_{\Pi=konst.} = \left[ 1 - \frac{\eta_{is,CO}}{\eta_{is,COUNTER}} \right] \cdot 100\% = -5.1\%$$

Der Einfluß des Unterschiedes im Druckverhältnis ist also um den Faktor 15 geringer als der des Wirkungsgrades und kann im folgenden vernachlässigt werden.

Trägt man den Quotienten  $QDT_i$  für die vier Fälle gem. Tab. 6.1 über der reduzierten Drehzahl auf, so erhält man eine Darstellung des Wirkungsgradunterschiedes zwischen den verschiedenen Einlaufstörungen für den gestörten und ungestörten Sektor. Abb. 6.5 zeigt  $QDT_i$  für die Fälle 0 und 1, mit Lage der Sonde *außerhalb* der Störung, Abb. 6.6 stellt die Fälle 2 und 3, mit Lage der Sonde *innerhalb* der Störung, dar. Zur besseren Vergleichbarkeit ist in allen vier Darstellungen der Verlauf des Totaltemperaturquotienten für ungestörte Zuströmung (clean) eingezeichnet. Da, wie oben erwähnt, die Temperaturen nicht über den Umfang ge-

mittelt werden, ist es mit Hilfe dieser Darstellung möglich, eine Aussage über das Verhalten der gestörten und ungestörten Sektoren des Verdichters zu treffen und den Nachweis der Wirksamkeit des Dralleinflusses zu führen.

Für die Fälle 0 und 2 werden aufgrund des Anstellwinkels des Deltaflügels von  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  (kein Drall), für die Fälle 0 und 1 wegen der Position der Meßsonden *außerhalb* der Störung keine Unterschiede zwischen CO- und COUNTER-Störung erwartet, da hier im für die Messung relevanten Sektor der Eintrittsebene gleiche Strömungszustände herrschen. Während die Fälle 1 und 2 die erwarteten Ergebnisse liefern, ist aber im Fall 0 dennoch eine Abweichung der Kurven erkennbar, die sich nicht mit den oben genannten Betrachtungen oder mit Meß- und Rechenungenauigkeiten erklären läßt. An dieser Stelle muß die Verdrehung der Strömung in Rotordrehrichtung im NDV berücksichtigt werden. Gemäß dieser Untersuchungen ergibt sich für den zweistufigen Niederdruckverdichter des LARZAC 04 folgende Verdrehung (Rosch, 2000):

Berechnungsart:	nach Jahnen (1998)		vereinfacht
	Partikel	Segment	
Nabe	73.6°	57.7°	62.6°
Gehäuse	42.1°	40.6°	30.1°

Tab. 6.3: Verdrehung der Strömung im Verdichter

Eine graphische Darstellung der Verdrehwinkel für einige Radien ist in Abb. 6.7 (CO-Störung) und in Abb. 6.8 (COUNTER-Störung) zu sehen. Die eingezeichneten Linien kennzeichnen die maximale Verdrehung der Strömung in Rotationsrichtung des Niederdruckverdichters. Die Auswirkungen des in diesem Bereich liegenden Störungsbildes sind nach erfolgter Verdrehung für die beiden Sondenkämme sichtbar. Zu beachten bleibt hierbei, daß die theoretische, maximale Verdrehung berechnet wurde. Im vorliegenden Fall wird sich ein im Zwischenbereich befindlicher Verdrehwinkel einstellen.

Im Fall 0 für CO liegen die äußeren Sonden (Nummer 1,2 und 3) in der durch das kleinere Störsieb gestörten Strömung (Abb. 6.7), wodurch die Belastung der Verdichterschaufeln im Blattspitzenbereich und damit der Temperaturquotient steigen. Bei COUNTER für Fall 0 nehmen die Sonden die Strömung aus dem Sektor bei ca.  $60^\circ$  von der Triebwerkshochachse aus gemessen auf (vgl. Abb. 6.8). Sie trifft nahezu ungestört auf den NDV, so daß Belastung und Temperaturquotient kleiner sind. Wird der Deltaflügel um  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  angestellt (Fall 1), so bewirkt der einsetzende mitdrehende Wirbel eine Entlastung des Verdichters für CO und die Linie des Totaltemperaturquotienten  $QDT_i$  sinkt leicht ab, während  $QDT_i$  für COUNTER ansteigt und die beiden Verläufe deckungsgleich liegen (Abb. 6.5). Da die Sonden *außerhalb* der Störung liegen, kann der Wirbel in den Fällen 0 und 1 keinen mittelbaren Einfluß auf den erfaßten Sektor haben. Denkbar ist eine geringfügige Verlagerung der Gesamtströmung durch den Einfluß des Deltaflügels und eine damit verbundene Verschiebung des Strömungsbildes



oder durch eine minimale Verschiebung des Betriebspunktes und somit Wirkungsgrades des Gesamtverdichters durch den zusätzlichen Einfluß im gestörten Sektor.

In den Fällen 2 und 3 (Abb. 6.6) ist der Einfluß der Wirbelrichtung eindeutig nachvollziehbar. Für  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  liegen beide Verläufe des Totaltemperaturquotienten deckungsgleich aufeinander. Fall 3 entspricht der Konfiguration ( $\alpha_{\text{Delta}} = 20^\circ$ , Totaltemperatursonden *innerhalb*), mit der die Charakteristik des Niederdruckverdichters (vgl. Abb. 6.1) aufgenommen wurde. Aus Gl. 6.3 folgt, daß ein steigender  $QDT_i$  einem sinkendem Verdichterwirkungsgrad  $\eta_{\text{is,NDV}}$  entspricht. Dieses Verhalten wird in Abb. 6.6 bestätigt. Abweichend von der Referenzlinie sinkt  $QDT_i$  bei mitrotierender Störung minimal ab, im Rahmen der Genauigkeit von Messung und Darstellung liegen die Verläufe für CO und CLEAN aufeinander, was den kaum abweichenden Verdichterwirkungsgrad (vgl. Kap. 6.1.2) bestätigt. Dagegen erhöht sich der Quotient für die COUNTER-Störung deutlich. Die Veränderung liegt über den bisher beobachteten Abweichungen (Fall 0) und ist eindeutig dem Einfluß des gegendrehenden Wirbels zuzuordnen. Mit den Ergebnissen des Fall 3 sind die Erklärungen zu den Änderungen im NDV-Kennfeld aufgrund des Einflusses der Wirbeldrehrichtung nachgewiesen.

### 6.2.2 Radial aufgelöste Verläufe der Totaltemperaturen im NDV-Austritt

Die Eintrittsstörung wurde durch die Mittelung der Meßgrößen bisher als über den Radius homogen betrachtet. Wie aus den Berechnungen der Inzidenz (vgl. Abb. 6.2) hervorgeht, muß man jedoch zwischen drei radialen Abschnitten unterscheiden. Bei beiden Wirbeln bildet sich an Nabe und Gehäuse je ein Gebiet mit großen Quergeschwindigkeiten aus, wobei die Strömungsrichtung an der Nabe immer der am Gehäuse entgegengesetzt ist. Im Wirbelzentrum (dritter Abschnitt) herrschen kaum Quergeschwindigkeitsanteile aus dem Wirbel. Hier befindet sich das größte Totaldruckdefizit mit den kleinsten Axialgeschwindigkeiten.

Um eine Aussage über das Verhalten des Verdichters bei unterschiedlichen Anströmbedingungen in den drei radialen Abschnitten machen zu können, wird der in Kapitel 6.2.1 beschriebene Temperaturquotient  $QDT_i$  für jede der sechs Totaltemperatursonden in der Ebene 21 einzeln gebildet. In der graphischen Darstellung dient die Sondennummerierung als dritte Dimension ("Sondennummer"). Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, zeigen die Fälle 0 und 1 aufgrund der Sondenposition *außerhalb* der Störung das Verhalten des ungestörten Verdichters (Abb. 6.9). Sie liegen fast aufeinander, worauf die mehrfachen Hinterschneidungen der drei Flächen hinweisen. Der Verlauf der Flächen mit dem ausgeprägten Maximum an der Sonde Nummer 4 zeigt die Auslegung des NDV. In der Nähe des Mittelschnittes wird der Strömung von den Verdichterschaukeln die meiste Energie zugeführt, da hier der Totaltemperaturquotient  $QDT_i$  am höchsten ist. Eine Aussage über den lokalen Wirkungsgrad ist aus diesem Verlauf nicht machbar, da hierzu das Druckverhältnis über den Radius bestimmt werden müßte. Da infolge der Verdrehung der Strömung im Verdichter keine exakte Aussage über den lokalen Totaldruck im Verdichtereintritt, der dann für die Sonden im Verdichteraustritt sichtbar wird, machbar ist, kann das lokale Druckverhältnis nicht mit der geforderten Genauigkeit ermittelt werden. Die Darstellungen dienen hier der relativen, qualitativen Beob-

achtung des Einflusses der Eintrittsstörung. Abb. 6.10 zeigt die Ansichten für die Fälle 2 und 3. Während sich auch hier für  $\alpha_{\text{Delta}}=0^\circ$  die Flächen decken, liegt für alle Sonden bei  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  die Fläche der COUNTER-Störung über der CO-Störung. Dieses Verhalten wird nur für die Sonden 1-3 im Gehäusebereich erwartet, für die Sonden 5-6 im Nabenbereich infolge der Umkehrung der Strömungsrichtung des Wirbels (z.B. Entlastung im Nabenbereich bei COUNTER) auch eine Umkehrung der Effekte. Da dies nicht zutrifft, werden zur detaillierten Betrachtung für ausgewählte Drehzahlen ( $n_{\text{red,NDV}}=40\%$ , 76% und 95%) und die Meßreihen 2 und 3 Schnitte bei konstanten Drehzahlen durch die Flächen gelegt und der Totaltemperaturquotient über der Sondennummer dargestellt.

Für alle dargestellten Drehzahlen in Abb. 6.11, Abb. 6.12 und Abb. 6.13 zeigen die Verläufe ein ähnliches Verhalten. Für den Fall 2 liegen die Quotienten der Totaltemperatur weitgehend aufeinander, nur für eine Drehzahl von  $n_{\text{red,NDV}}=40\%$  liegt ein nicht durch die Messung erklärbarer Abweichung an Sonde 4 vor. Die gestrichelte Linie liegt zwischen dem CO- und dem COUNTER-Verlauf des Fall 2 und dient als Anhaltspunkt für die Veränderung des *QDT*, bei Auftreten des Wirbels im Fall 3 (gestrichelte Linie bleibt aus Fall 2). Wird der Deltaflügel angestellt, wirkt der entstehende Wirbel im Gehäusebereich je nach Drehrichtung entsprechend oben beschriebener Mechanismen be- oder entlastend (jeweils in den Abb. unten). Zwischen Sonde 3 und 4 bildet sich eine Art Knotenpunkt aus, an dem keine wesentlichen Änderungen stattfinden. Hier befindet sich das Wirbelzentrum, in dem keine zusätzlichen Quergeschwindigkeitsanteile enthalten sind. Den theoretischen Überlegungen zufolge wurde erwartet, daß sich die Wirksamkeit des Wirbels in Nabenbereich umkehrt, da z.B. die CO-Störung *entgegen* der Rotordrehrichtung wirkt, wie es auch aus der Darstellung der Änderung der Inzidenz (Abb. 6.2) hervorgeht. Die Abb. 6.11 bis Abb. 6.13 unten zeigen jedoch ein genau entgegengesetztes Verhalten des *QDT*. Trotz der erwarteten Belastung der CO-Störung im Nabenbereich sinkt der Totaltemperaturquotient an den Sonden 5 und 6, umgekehrt bei der COUNTER-Störung. Die Zuströmung an der Nabe trifft im Auslegungsfall nicht den optimalen Arbeitsbereich der Beschaufelung; diese wird bereits mit einem Bruststoß angeströmt. Die Erhöhung des Zuströmwinkels des CO-Wirbels führt somit noch weiter aus dem Arbeitsbereich des Profils heraus, und mit der Verringerung der aerodynamischen Umlenkung sinkt auch die eingebrachte Energie. Die nabenseitige Entlastung des COUNTER-Wirbels dagegen führt in den Arbeitsbereich, die Umlenkung steigt und mit ihr *QDT*.

### 6.3 Stationäres Leistungsverhalten des Triebwerks LARZAC 04

Die Bestimmung des stationären Leistungsverhaltens des Triebwerks ist die entscheidende Größe für die Validierung von numerischen Triebwerksmodellen zur Simulation eines Antriebssystems für im Hyperschallbereich flugfähige Transportsysteme. Dazu werden in den folgenden Kapiteln der Verlust an Schub und die Erhöhung des spezifischen Brennstoffverbrauchs infolge von Eintrittsstörungen ermittelt und diese Kenngrößen mit rechnerisch erfaßten Parametern aus Leistungssyntheserechnungen verglichen.

### 6.3.1 Bestimmung globaler Leistungsparameter

Für die Auslegung eines Hyperschall-Transportsystems ist das Leistungsverhalten des Kombinationsantriebes von entscheidender Bedeutung. Hierbei sind der drehzahlabhängige Triebwerksschub  $F_S$  und der spezifische Brennstoffverbrauch  $b_S$  (im weiteren mit *SFC* bezeichnet: Specific Fuel Consumption) die wesentlichen Auslegungsparameter. Der Schub gibt nach Gl. 6.4 die Flug-Machzahl und der Brennstoffverbrauch nach der Breguet'schen Reichweitenformel Gl. 6.5 die mitzuführende Brennstoffmasse und damit auch die Struktur- und Abflugmasse vor.

$$F_S = F_W = c_w \cdot q \cdot A \quad \text{Gl. 6.4}$$

$$\Rightarrow F_S \sim Ma^2,$$

$$R = \frac{v}{g} \cdot \frac{1}{b_S} \cdot \frac{c_A}{c_W} \cdot \ln \frac{m_A}{m_E} \quad \text{Gl. 6.5}$$

$$\Rightarrow R \sim \frac{1}{b_S} \quad \text{wobei } b_S = SFC = \frac{\dot{m}_{br}}{F_S}.$$

#### Schub:

Der Triebwerksschub  $F_S$  des hier betrachteten Standfalls wird bei den experimentellen Untersuchungen über den Schubmeßrahmen bestimmt, wobei es durch den am Rahmen montierten Störsimulator aufgrund dessen Widerstandskräfte zu einer Verfälschung der Meßwerte kommt. Fischer (1999) beschreibt ein Korrekturverfahren, das den Widerstand des Störsimulators in Abhängigkeit des Drehzahlparameters des NDV, bezogen auf den gemessenen Schub, bestimmt. Daraus ergibt sich ein zu gering gemessener Schub von etwa 2% bei  $n_{red,NDV}=32\%$  und ca. 1% bei  $n_{red,NDV}=95\%$ . Eine Interpolation zwischen diesen Werten ergibt eine Funktion für einen drehzahlabhängigen Korrekturfaktor  $k_F > 1$ , mit dem der am Schubmeßrahmen gemessene Schub zu multiplizieren ist zu:

$$k_F = -0.0159 \cdot n_{red,NDV} + 1.0251, \quad \text{Gl. 6.6}$$

$$F_S \equiv F_{S,korr} = k_F \cdot F_{S,Messung}, \quad \text{Gl. 6.7}$$

Der in den Einlauf integrierte Störsimulator verursacht einen Totaldruckverlust, der in Kapitel 5.4 berücksichtigt wird. Ein geringerer Totaldruck  $p_{t2}$  in der Anströmung bringt eine geringere Dichte mit sich und wirkt sich mindernd auf den Triebwerksschub. Um das Triebwerksverhalten unabhängig von den Eintrittsgrößen beurteilen zu können, wird ein bezogener Schub für die Auswertung berechnet. Der mit  $F_{S,INA}$  bezeichnete Schub wird auf den gemittelten Totaldruck in der Verdichtereintrittsebene mit  $p_{INA} = 101335 \text{ Pa}$  normiert:

$$F_{S,INA} = F_S \cdot \frac{p_{INA}}{p_{t2}}, \quad \text{Gl. 6.8}$$

mit (Standfall):

$$\frac{F_S}{p_{t2}} = \frac{\dot{m}_2}{p_{t2}} \cdot \frac{\dot{m}_0}{\dot{m}_2} \cdot v_0 + A_0 \cdot \left( \frac{p_0}{p_{t2}} - \frac{p_0}{p_{t2}} \right) \quad \text{Gl. 6.9}$$

Für die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf ähnliche Triebwerke wird der Schub bei Eintrittsstörung auf den ungestörten Fall bezogen und ein dimensionsloser Kennwert des Schubverlustes gebildet, der jedoch nur die Verlagerung des Triebwerkes auf ein anderes Druckniveau berücksichtigt (s.u.). Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist somit zu unterscheiden, ob der Schub infolge der gemittelten Druckverluste abnimmt und ob die Ungleichförmigkeit der Druckverteilung zusätzliche Schubverluste verursacht.

$$\Delta F_{S,rel} = \frac{\left( \frac{F_{S,korr}}{p_{t2}} \right)_{gem} - \left( \frac{F_S}{p_{t2}} \right)_{elem}}{\left( \frac{F_S}{p_{t2}} \right)_{elem}} \cdot 100\% \quad \text{Gl. 6.10}$$

Zunächst wird der Gesamtschubverlust aus Druckverlust und Ungleichförmigkeit der Druckverteilung betrachtet, da auch eine im Anwendungsfall auftretende Eintrittsstörung innerhalb eines Einlaufkanals Druckverluste verursacht und das mittlere Niveau des Totaldrucks senkt, ohne den umgebenden Druck am Düsenaustritt zu beeinflussen. Für den Einfluß auf die Auswirkungen auf das Flugsystem ist das die heranzuziehende Größe. Aus Abb. 6.14 ist ersichtlich, daß die generierten Eintrittsstörungen einen starken Schubverlust von bis zu 8.5% verursachen. Der gegenstehende Wirbel (COUNTER) führt im unteren Drehzahlbereich zu deutlich höheren Verlusten. Der mitdrehende Wirbel (CO) entlastet den Niederdruckverdichter, so daß hier die durch den Totaldruckverlust verursachten Schubeinbußen nahezu gegen Null gehen. Mit zunehmender NDV-Drehzahl steigen die Verluste auf ihr Maximum. Dabei nähern sich die Kurven für CO und COUNTER an, was den Schluß zuläßt, daß bei höheren Drehzahlen die Auswirkungen des Wirbels gegenüber den Auswirkungen der Störsiebe auf den Schub vergleichsweise gering sind. Die gemessenen Schubverluste erreichen nahezu die von Bernhard (1999) bestimmten Werte von 9% bei einer mit einem Zwillingswirbel (Intensität SC(60)=0.25) überlagerten Totaldruckstörung, die mit einem DC(60)=0.35 von geringerer Intensität war, mit einer Umfangsausdehnung der Siebe von 90° aber einen größeren Sektor abdeckte.

#### Auswirkung der Ungleichförmigkeit des Totaldrucks im Einlauf auf den Schubverlust:

Die oben beschriebene Korrektur des Schubes um den Eintrittstotaldruck läßt außer acht, daß der Schub eines Turbotriebwerkes auch dann nichtlinear sinkt, wenn der mittlere Totaldruck  $\overline{p_{t2}}$  im Eintritt z.B. durch Eintrittsstörungen abnimmt (unabhängig, ob durch den Einlauf selbst oder mittels Simulator generiert), gleichzeitig aber der Totaldruck am Düsenaustritt gleichbleibt. Das Triebwerk wird also nicht lediglich auf einem anderen Druckniveau betrieben. Somit sinkt das *Druckverhältnis*  $p_0/p_0$  der Düsen und mit Gl. 6.9 der auf den Eintrittsto-

taldruck bezogene Schub, da der Faktor  $p_0/\overline{p_{t,2}}$  wächst. Um auszuschließen, daß oben berechnete relative Schübe nur aufgrund der Verlustwirkung des Störsimulators entstehen, wurden entlang der Drehzahllinien Rechnungen mittels "GasTurb" (Kurzke, 1996) zur Bestimmung des Schubverlustes bei ungestörter, jedoch druckreduzierter Zuströmung im Einlauf durchgeführt. Während der Druckverlust des Störsimulators zwischen Leerlauf und  $n_{\text{red,NDV}}=95\%$  von 0.5% auf 4.8% ansteigt (Messung), sinkt der Schub zwischen 1.6% und 7.4%. Korrigiert man dann wieder um den Eintrittstotaldruck nach Gl. 6.10, so ergibt sich daraus ein Verlauf gemäß Abb. 6.15, die einen Schubverlust zwischen 0.1% und 2.8% nur infolge des durch die Eintrittsstörung abgesenkten, *mittleren* Totaldrucks im Einlauf zeigt. Dieser Anteil reduziert die in Abb. 6.14 gezeigten Gesamtverluste. Die *verbleibende* Schubminderung ist somit der *Ungleichförmigkeit* des Totaldrucks und der Wirbelstörung zuzuweisen (Abb. 6.15).

Da für die Beurteilung des TriebwerkLeistungsverhaltens der gesamte Schubverlust aus Totaldruckverlust und Ungleichförmigkeit der Strömung von Interesse ist, beziehen sich nachfolgende Untersuchungen auf die in Abb. 6.14 dargestellten Werte.

#### spezifischer Brennstoffverbrauch

Eine Aussage über die Effizienz des Triebwerks und den Abfall der Leistungsfähigkeit läßt sich über den Brennstoffverbrauch machen, indem man den Brennstoffmassenstrom auf den korrigierten Triebwerksschub bezieht und so den spezifischen Brennstoffverbrauch SFC (Specific Fuel Consumption) erhält:

$$SFC = \frac{\dot{m}_{Br}}{F_S} \quad \text{Gl. 6.11}$$

Bezogen auf den mit Standardbedingungen normierten Schub erhält man den spezifischen Brennstoffverbrauch zu:

$$SFC_{INA} = \frac{\dot{m}_{Br,INA}}{F_{S,INA}} = \frac{\dot{m}_{Br} \cdot \sqrt{T_{t,INA}}}{F_S \cdot \sqrt{T_{t2}}} \quad \text{Gl. 6.12}$$

Die relative Veränderung des spezifischen Brennstoffverbrauchs errechnet sich analog zur Schubänderung aus der auf den ungestörten Fall bezogenen Differenz zwischen gestörtem und ungestörtem Fall.

$$\Delta SFC_{rel} = \frac{\left( \frac{\dot{m}_{Br}}{F_S \cdot \sqrt{T_{t2}}} \right)_{\text{gest}} - \left( \frac{\dot{m}_{Br}}{F_S \cdot \sqrt{T_{t2}}} \right)_{\text{clean}}}{\left( \frac{\dot{m}_{Br}}{F_S \cdot \sqrt{T_{t2}}} \right)_{\text{clean}}} \cdot 100\% \quad \text{Gl. 6.13}$$

Abb. 6.16 belegt eine Verschlechterung des spezifischen Brennstoffverbrauchs, die mit steigender Drehzahl wächst. Für die CO-Störung verharbt der Mehrverbrauch ab einer Drehzahl von  $n_{\text{red,NDV}}=80\%$  nahezu konstant auf 4.5%, die zu erwartenden Verluste der Totaldruckstö-

runge werden durch den stärker werdenden mitrotierenden Wirbel teilweise ausgeglichen. Dagegen liefert die COUNTER-Störung monoton steigende Verluste, die ab  $n_{\text{red,NDV}}=75\%$ , also ab dem für die Mission relevanten Drehzahlbereich, über den Verlusten der CO-Störung liegen. Für dieses Verhalten ist vorwiegend der Abfall des Wirkungsgrades des Niederdruckverdichters verantwortlich, wodurch der Wirkungsgrad des Gesamtsystems sinkt. Das Maximum der Verluste liegt bei 6% und erreicht abermals nicht die mit einer anderen Störform bestimmten Brennstoffmehrerbräuche von bis zu 7% (Bernhard, 1999).

### 6.3.2 Vergleich mit Leistungssyntheserechnungen

Die gemessenen Auswirkungen der Eintrittsstörungen dienen als Eingabe- und Vergleichsdatensatz zur Validierung eines bestehenden Leistungssynthesemodells, das, basierend auf Vorarbeiten, im Rahmen des SFB255 an die Anforderungen eines Hyperschall-Kombinationsantriebs erweitert wurde. Aufbauend auf den Grundlagen der Triebwerksleistungsrechnung Ende der siebziger Jahre (Münzberg et al., 1977), stellt Rick (1982) am Beispiel einer Hubschraubergasturbine die digitale Simulation des stationären und instationären Betriebsverhaltens von Fluggasturbinen unter Berücksichtigung von äußeren Störungen, z.B. Eintrittsstörungen, dar. Ein universelles Verfahren zur Berechnung von beliebigen Triebwerken, ohne den Programmcode dabei umstellen zu müssen, wurde noch im gleichen Jahr von Rick et al. (1982) und Muggli (1982) veröffentlicht, welches in das spätere modulare Syntheseprogramm MUSYN90 übergeht. Bauer (1994) analysiert im Rahmen des SFB 255 mit Hilfe dieses von ihm erweiterten, universellen Leistungssyntheseprogramms das Betriebsverhalten eines luftatmenden Kombinationsantriebs für künftige Hyperschallflugzeuge. Eine Parametervariation der wichtigsten Triebwerkskenngrößen zeigt, daß das Leistungsverhalten eines Hyperschallflugzeuges sehr empfindlich auf Abweichungen von den Sollvorgaben des Antriebs reagiert. Hollmeier (1997) vergleicht im Rahmen des SFB 255 unterschiedliche Simulationenmethoden bezüglich ihrer Eignung zur Echtzeitsimulation. Neben der Triebwerksleistungssynthese, die später von Kopp (2000) hinsichtlich der Rechenzeit auf Echtzeitfähigkeit optimiert wurde, richtet sich sein Augenmerk auf die Formulierung eines Zustandsraummodells für das Antriebssystem sowie die Methode der Funktionsgeneratoren. Ziel der Vergleiche sind neben der Anwendungsmöglichkeiten der Verfahren die Simulationsgenauigkeit sowie deren Geschwindigkeit und die Komplexität sowie die Flexibilität der Simulation.

Basierend auf dem Leistungssynthesemodell von Kopp (2000) wurde das Verhalten des Turbostrahltriebwerks LARZAC 04 C5 unter den ermittelten Eintrittsstörungen nachgerechnet. Als Eingabedatensatz dienen der Druckverlust des Simulators ( $\overline{\Omega_F}$ ), das durch die Eintrittsstörung veränderte Kennfeld des Niederdruckverdichters und das Kennfeld des HDV. Mit diesen Abweichungen wurden die Kennfelder der Turbinen skaliert und der korrigierte Schubverlust ausgegeben. Abb. 6.17 zeigt den gerechneten relativen Schubverlust im Vergleich zu den Messungen aus Kap. 6.3.1 mit der COUNTER-Störung. Der fast deckungsgleiche Verlauf der beiden Kurven belegt die Güte der Simulation, die den gesamten Schubverlust berücksichtigt. Der Schubverlust aus dem Druckverlust des Simulators geht über den Totaldruck-

verlust im Einlaufkanal ein, während die Ungleichförmigkeit der Eintrittsströmung über das veränderte Kennfeld des NDV berücksichtigt wird. [Abb. 6.18](#) zeigt die Rechnung des Modells für die Interpolation zwischen ungestörtem und gestörtem Kennfeld, also zwischen  $DC(60)=0.0$  und  $DC(60)=0.6$ , bei konstantem Brennstoffmassenstrom und einem sich dabei einstellenden Drehzahlparameter des NDV von  $n_{red,NDV} \approx 90\%$ . Betrachtet werden der Bodenstandfall und der Flugfall ( $Ma_\infty=1.1$ ,  $H=10\text{km}$ ) ohne Berücksichtigung des Druckverlustes im Einlauf. Wegen der linearen Interpolation zwischen den Kennfeldern werden auch Auswirkungen unterhalb von  $DC(60)=0.1$  erfaßt, was keine Auswirkungen auf den Verdichter hat. Auch hier stimmen die errechneten Einbußen in der Triebwerksleistung gut mit der Messung überein und ergeben ca. 4% Schubverlust. Die Interpolation erlaubt die Abschätzung der Leistungseinbußen des Triebwerks bei veränderten Eintrittsstörungen, z.B. nach Neugestaltung des Einlaufdiffusors. Kopp (2000) schätzt in diesem Zusammenhang die Zunahme des zur Kompensation des Schubverlustes benötigten Brennstoffes ab und errechnet bei einem mittleren Schubverlust von 3.75% einen Anstieg von 5.9% im Verbrauch.

### 6.3.3 Auswirkungen auf das Hyperschall-Gesamtsystem

Die Leistungseinbußen des Turbotriebwerks unter Eintrittsstörungen beeinflussen die Auslegung des Hyperschall-Gesamtsystems. Bei der Integration der Ergebnisse der Triebwerksmessungen in den Gesamtentwurf ist zu berücksichtigen, daß sich im Verlauf der Flugmission mit steigender Machzahl und damit steigender Totaltemperatur im Eintritt die reduzierte Drehzahl des Triebwerks (auch bei konstanter Leistungshebelstellung) und damit die Reaktion auf die Eintrittsstörung ändern. [Abb. 6.19](#) zeigt den Verlauf des Schubverlustes über der Flug-Machzahl. Die Ergebnisse des Kap. 6.3 wurden von Hornung et al. (2000) in den numerischen Entwurfsprozeß des Gesamtsystems integriert, was zu einer skalierten Konfiguration auf der Basis des Referenzkonzepts (vgl. Kap. 1) führt. Sämtliche Randbedingungen wie die Mission und die Nutzlast werden dabei konstant gehalten und entsprechen der Europa Mission der Sänger-Studie 8/88 (Staudacher, 1995). Der reduzierte Schub und die verringerte Effizienz des Turbotriebwerks führen zu erhöhtem Brennstoffverbrauch und erhöhtem Abfluggewicht um ca. 6800 kg. Bei konstanter Nutzlast ergibt sich dadurch eine stärkere Struktur und vergrößerte geometrische Abmessungen, um die Mission fliegen zu können. Diese Untersuchung belegt deutlich, daß eine Verringerung der Eintrittsstörungen erforderlich ist. [Abb. 6.20](#) zeigt die Veränderungen relevanter Parameter unter Berücksichtigung der untersuchten Eintrittsstörung. So steigt der Brennstoffbedarf um über 3%, während Gesamtabfluggewicht, Leergewicht und die geometrischen Abmessungen um ca. 1,5% wachsen.

Ausgehend von diesen Werten wurde eine Parameterstudie bei unterschiedlichen Annahmen des Schubverlustes (unterschiedliche Intensität der Eintrittsstörung aufgrund variierender Rampenstellung) bei gleichzeitig konstanter Erhöhung des spezifischen Brennstoffverbrauchs um 3% (vereinfachende Annahme) durchgeführt. Diese Studie verarbeitet die Ergebnisse der numerischen Simulation eines zweiten Betriebspunktes des Transportsystems bei veränderter Rampenstellung und somit modifiziertem Strömungsfeld im Triebwerkseintritt (Kap. 7.6.1)

und die Ergebnisse der Änderung des Einflusses der Eintrittsstörung auf das Leistungsverhalten des Turbostrahltriebwerks bei unterschiedlichen Störintensitäten, die nach erfolgter Validierung des Triebwerksmodells anhand der Triebwerkleistungsmessungen durch Interpolation bestimmt wurden (Kap. 6.3.2). Ausgehend vom Referenzfall der Sänger-Studie 8/88 (Rautensymbol) zeigt Abb. 6.21 für fast alle Parameter einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen Anstieg des Schubverlustes und Veränderung der Systemparameter.

## **7 Verbesserung der Diffusorgeometrie mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation**

Das Ziel der numerischen Untersuchungen ist neben der Berechnung eines weiteren Betriebspunktes bei veränderter Rampenstellung vor allem die Entwicklung einer neuen Kanalgeometrie des Unterschalldiffusors innerhalb vorgegebener Grenzen, die möglichst geringe thermodynamische Verluste erzeugt und Strömungsinhomogenitäten wie Totaldruckstörungen und Drall weitgehend vermeidet. Da die Bereitstellung eines Modelleinlaufkanals für die unterschiedlichen Parametervariationen jeweils mit hohen Kosten und hohem Versuchsaufwand verbunden ist, wird ein Strömungslöser durch Vergleich sensitiver Kenngrößen mit vorhandenen Ergebnissen aus den Modellmessungen validiert. Nach erfolgreicher Validierung erzeugt dieses Rechenverfahren auch für modifizierte, aber ähnliche Geometrien verlässliche Ergebnisse. Damit kann auf eine experimentelle Untersuchung der Neuentwürfe verzichtet werden.

Bei der numerischen Simulation von Strömungsvorgängen erfolgt zunächst die mathematische Formulierung des Problems, die auf ein gekoppeltes System nichtlinearer Differentialgleichungen, die *Navier-Stokes* Gleichungen, führt. Die Lösung des um evtl. Modellannahmen (z.B. Reaktionschemie) ergänzten Differentialgleichungssystems ist analytisch nicht erreichbar, sondern muß numerisch iterativ bestimmt werden. Durch räumliche Diskretisierung des Rechenraumes werden die im folgenden näher beschriebenen Differentialgleichungen in ein System algebraischer Differenzengleichungen übergeführt. Je feiner die Auflösung der Diskretisierung und die Detailtreue der eingesetzten Modelle sind, desto näher liegt die approximierte Lösung an der analytischen. Dies führt zu einer hohen Anforderung an die Rechenanlage, die den idealerweise sehr hohen Diskretisierungsanforderungen Grenzen setzt.

Die Vorgehensweise bei der numerischen Lösung des Gleichungssystems läßt sich in drei Abschnitte einteilen (Hildebrandt, 1998):

- Preprocessing: Diskretisierung des Rechenraumes (Netzgenerierung), Setzen der Randbedingungen, Vorbelegung des Lösungsvektors mit einer Initialisierungslösung, Festlegen des Abbruchkriteriums der Iteration
- Processing: Iterative Lösung des Differenzengleichungssystems
- Postprocessing: Berechnung von Strömungskenngrößen aus dem Lösungsvektor, Datenreduktion, Auswertung und Visualisierung der Daten



## 7.1 Theoretische Grundlagen

Die vollständige mathematische Beschreibung einer Strömung erfolgt mittels eines zeitabhängigen Gleichungssystems, das die Erhaltungsgesetze für Masse, Impuls und Energie enthält. Die folgenden analytischen Gleichungen, die unter dem Begriff der *vollständigen zeitabhängigen Navier-Stokes Gleichungen* zusammengefaßt sind, gelten allgemein. In einem raumfesten, kartesischen Koordinatensystem ergeben sich für Newton'sche Fluide die in tensorieller Form entsprechend der Einstein'schen Summenkonvention formulierten strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen an einem Kontrollvolumen:

*Massenerhaltung (Kontinuitätsgleichung)*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0, \quad \text{Gl. 7.1}$$

*Impulserhaltung (Navier-Stokes Gleichungen)*

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial p}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right]}_{\text{Reibungsterm}} + F_{vi}. \quad \text{Gl. 7.2}$$

In dieser Formulierung ist bereits das *Stokes'sche Gesetz der Zähigkeitsreibung* implementiert, das den Zusammenhang zwischen dem Spannungs- und dem Deformationszustand des Fluid-elements beschreibt. Der Vektor  $F_{vi}$  beschreibt zusätzlich auftretende Volumenkräfte (z.B. Zentrifugal- oder Auftriebskräfte), die je nach Anwendungsfall und Bezugssystem berücksichtigt werden müssen.

*Erhaltung der Energie, formuliert für die Enthalpie  $h$ :*

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j h) = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial h}{\partial x_j} \right)}_{\text{Wärmeleitung}} + S_h. \quad \text{Gl. 7.3}$$

$S_h$  beschreibt in dieser Formulierung zusätzlich auftretende Quell- oder Senkenterme (z.B. Wärmestrom) bei nicht adiabaten Problemstellungen. In Gl. 7.3 ist bereits das *Fourier'sche Gesetz der Wärmeleitung* berücksichtigt worden, das den Wärmeleitungsstrom mit dem örtlichen Temperaturgradienten korreliert.

Für die hier vorliegenden Anwendungen kann die Gültigkeit der Zustandsgleichung für ideale Gase vorausgesetzt werden, die den Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und Dichte über die spezifische Gaskonstante herstellt:

$$p = \rho \cdot R \cdot T. \quad \text{Gl. 7.4}$$

Einen Überblick über die einzelnen Terme dieser Gleichungen, unterschiedliche Lösungsverfahren des entstehenden Gleichungssystems, die Betrachtung unterschiedlicher Bezugssysteme und die beschriebenen Turbulenzmodelle liefern Hirsch (1990) und Hildebrandt (1998).

## 7.2 Modellierung der Turbulenz

Wie erwähnt, beschreiben die Gleichungen 7.1 – 7.3 einen Strömungsvorgang vollständig. Nach dem zur iterativen Lösung notwendigen Übergang vom Differentialgleichungssystem zum Differenzgleichungssystem können alle Strukturen und Schwankungsbewegungen der Strömung aufgelöst werden, wenn die erforderliche räumliche Diskretisierung hinreichend fein bis zur Erfassung des Kolmogorow'schen Längenmaßes erfolgt. Bei diesem Verfahren der *Direkten Numerischen Simulation* ist die notwendige Netzpunktzahl proportional zur Reynoldszahl mit  $Re^{9/4}$ , was für praxisrelevante Anwendungen nicht realisierbar ist, da je nach Reynoldszahlbereich bis zu  $10^{13}$  Netzzellen zur Verfügung stehen müßten. Mit den derzeit eingesetzten Auflösungen bis  $10^6$  Netzzellen werden nur größere Strukturen der Strömung erfaßt, während die Schwankungsbewegungen der Turbulenz modellhaft beschrieben werden müssen. In der *statistischen Formulierung* der Turbulenz werden die zeitlich gemittelten Transportgleichungen unter Verwendung zusätzlicher Modellannahmen für die turbulenten Austauschvorgänge gelöst. Da im Rahmen vieler technischer Fragestellungen eine stationäre, mittlere Lösung vollkommen ausreicht, ist dieses Verfahren auch in komplexen Anwendungsfällen weit verbreitet. Ausgehend von der statistischen Betrachtungsweise wird der Momentanwert einer fluktuierenden Größe  $\Theta$  in einen zeitlichen Mittelwert und einen in der entsprechenden Zeitskala schwankenden Wert aufgeteilt. Dabei ist die Mittelwertbildung über ein gerade so großes Zeitmaß zu erstrecken, daß die Mittelwerte unabhängig von der Zeit sind, niederfrequent instationäre Phänomene jedoch noch erfaßt werden (Schlichting, 1982):

$$\Theta = \bar{\Theta} + \Theta' \quad \text{Gl. 7.5}$$

Anschaulich formuliert bedeutet das, daß ein Fluidballen seine mittlere Bewegung entlang einer Stromlinie mit der Geschwindigkeit  $\bar{u}$  vollzieht, während die hochfrequenten Schwankungen in den drei Raumrichtungen die Größe  $u'$  besitzen. Durch Substitution der Größe  $\Theta$  nach Gl. 7.5 in den Erhaltungsgleichungen erhält man nach der zeitlichen Mittelung der Erhaltungsgleichungen die *Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen* (auch: *RANS-Gleichungen*, engl.: *Reynolds Averaged Navier Stokes*). Dabei verschwinden in den Schwankungsbewegungen lineare Glieder ebenso wie gemischte Ausdrücke aus Mittel- und Schwankungswert der Form  $\bar{\Theta}\Theta'$ . Es bleiben quadratische Glieder der Form  $\overline{\rho\Theta'u'_j}$  erhalten, die - bei der Formulierung für die Geschwindigkeit - als  $\overline{\rho u'u'_j}$  in ihrer Wirkung den viskosen Spannungen entsprechen. Analog zu diesen, wird die ähnliche Wirkung der turbulenten Schwankungsbewegungen durch den Tensor der *Reynolds'schen turbulenten Scheinspannungen* beschrieben. Durch die zeitliche Mittelung der Transportgleichungen erfolgt ein physikalischer Informationsverlust der resultierenden RANS-Gleichungen. Die quadratischen Glieder  $\overline{\rho u'u'_j}$  stellen in ihnen weitere Unbekannte dar, für die weitere Gleichungen gefunden werden müssen. Man spricht vom *Schließungsproblem* der Turbulenz. Die im folgenden beschriebenen Möglichkeiten der Turbulenzmodellierung stellen zusätzliche Zusammenhänge zwischen den Strömungsgrößen aufgrund vereinfachter Annahmen her und ermöglichen so, das Gleichungssystem zu schließen:

Wirbelviskositätsmodelle:

Bereits in letzten Jahrhundert formulierte Boussinesq (1877) einen Austauschansatz, der auch heute noch die Grundlage nahezu aller aktueller Turbulenzmodelle ist. Oben beschriebene Scheinspannungen werden analog zu den viskosen Spannungen über die Wirbelviskosität  $\mu_t$  linear mit dem räumlichen Gradienten der zeitlich gemittelten Hauptströmung verknüpft:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right). \quad \text{Gl. 7.6}$$

Die Wirbelviskosität  $\mu_t$  ist keine Stoffgröße, sondern eine analoge Modellvorstellung aufgrund der zu den viskosen Spannungen ähnlichen Wirkung. Sie ist definiert als das Produkt aus lokaler Dichte und einem turbulenten Längen- bzw. Geschwindigkeitsmaß:

$$\mu_t = \rho V_l l_t. \quad \text{Gl. 7.7}$$

Über diese skalare Größe wird das *Schließungsproblem* auf die Bestimmung von  $\mu_t$  reduziert. Eine der Schwachstellen des Ansatzes ist die Annahme isotroper Turbulenz. Die Schwingungsbewegungen in alle drei Raumrichtungen werden hierbei als gleich angesehen. Diese Behauptung ist in vielen Bereichen jedoch nicht haltbar. Anschaulich wird dies vor allem in Wandnähe, da hier die wandparallelen Fluktuationsanteile ungehindert schwanken können, während die wandnormalen Anteile durch die feste Wand gedämpft werden. Dies wurde z.B. von Wunderwald (1995) in Experimenten nachgewiesen.

Je nach Anzahl der in den Wirbelviskositätsmodellen eingeführten Transportgleichungen unterscheidet man zwischen Null-, Ein- und Zweigleichungsmodellen, wovon einige in den durchgeführten Berechnungen des Einlaufkanals Verwendung finden. Einen Überblick über die unterschiedliche Formulierung der Wirbelviskositätsmodelle liefert Wunderwald (1995).

Baldwin-Lomax Modell

Das Baldwin-Lomax Modell ist der am weitesten verbreitete Vertreter der sog. Null-Gleichungsmodelle. Die Beschreibung der Wirbelviskosität  $\mu_t$  wird durch algebraische Beziehungen beschrieben, weswegen diese Modelle ohne zusätzliche Transportgleichungen auskommen und das Differenzengleichungssystem nicht wesentlich erweitert wird. Baldwin et al. (1978) berechnen basierend auf dem lokalen, senkrechten Abstand zur begrenzenden Wand die Wirbelviskosität in einer inneren (wandnahen) und einer äußeren Schicht, wobei an der Schnittstelle ein stetiger Übergang herrscht. Die Vorteile in diesem Ansatz liegen in der mathematischen Formulierung, die eine einfache Implementierung ermöglicht. Im Vergleich zu rein laminaren Lösungsverfahren steigt der Rechenaufwand nur unerheblich. Nachteile sind die unzureichende Behandlung abgelöster bzw. ablösender Strömungen und das Fehlen von Transportgleichungen für die Turbulenz. Dadurch, daß nur lokale Strömungsgrößen zur Berechnung der turbulenten Viskosität herangezogen werden, kann die Historie der Turbulenz nicht erfaßt werden und Transport und Diffusion der Turbulenz bleiben unbeachtet.

Im vorliegenden Fall der Diffusorströmung zeigten die experimentellen Ergebnisse weit ausgedehnte abgelöste Strukturen (vgl. Kap. 3.5). Wie aufgrund oben beschriebener Schwächen des Baldwin-Lomax Modells bei der Behandlung abgelöster Strömungen zu erwarten war, konnte mit Hilfe dieses Modells keine Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung erzielt werden.

#### k-ε Modell

Das k-ε Modell ist das am weitesten verbreitete und am häufigsten eingesetzte Turbulenzmodell. Als Zwei-Gleichungsmodell erweitert es die Erhaltungsgleichungen um je eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k und für die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ε, die durch jeweils eine eigene Differentialgleichung modelliert und unter Annahme empirischer Zusammenhänge zur Vermeidung zusätzlicher Unbekannten bestimmt werden. Bei der Formulierung des k-ε Modells gibt es mehrere unterschiedliche Varianten und Erweiterungen. Launder et al. (1974) formulierten einen Vorschlag zum Standard k-ε Modell, welches anhand einfacher Kalibriermessungen bestimmte Konstanten in den Modellgleichungen enthält. Es liefert über weite Anwendungsfälle zufriedenstellende Ergebnisse, zeigt jedoch bei Strömungsphänomenen, die weit von den Bedingungen der Kalibriermessungen abweichen, deutliche Schwächen in der Bestimmung der turbulenten Größen. Kato et al. (1993) modifizierten den Produktionsterm für die turbulente kinetische Energie k dahingehend, daß deren Überproduktion in der Nähe von Staupunkten, die zur Unterdrückung von Ablösungen führen kann, vermieden wird.

Definiert man eine Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$ , einen dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  und eine dimensionslose Geschwindigkeit  $u^+$  über den tatsächlichen Wandabstand  $y$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad u^+ = \frac{\bar{u}_x}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{y}{\mu_w} \sqrt{\rho_w \tau_w}, \quad \text{Gl. 7.8}$$

so läßt sich damit eine vollturbulente Grenzschicht in drei Schichten einteilen und die dort herrschende Geschwindigkeitsverteilung bestimmen (Schlichting, 1982).

$$\begin{array}{lll} y^+ < 5 & \text{viskose (laminare) Unterschicht} & u^+ = y^+ \\ 5 < y^+ < 30 & \text{Übergangsbereich} & \\ y^+ > 30 & \text{vollturbulente Schicht} & u^+ = 1/K \cdot \ln y^+ + C \end{array}$$

In der Diskretisierung des Rechenraumes muß dieser Einteilung Sorge getragen werden. Hierbei ist  $y$  der Abstand der wandnächsten Zelle zur Wand, die anderen Größen sind lokale Strömungsgrößen in der jeweiligen Netzzelle mit Wandabstand  $y$ . Beide oben erwähnten Formulierungen des k-ε Modells bedienen sich sog. Wandfunktionen, die das Geschwindigkeitsprofil für  $u^+$  in der Grenzschicht für  $y^+ < 30$  nachbilden. Somit müssen nach Möglichkeit Netze erzeugt werden, die ein  $y^+ = 30$  der wandnächsten Zelle weitestgehend erfüllen. Der Gültigkeitsbereich der Turbulenzmodelle hängt in starkem Maße von der Netzgestaltung in Wandnähe ab. Diese Wandfunktionen beschreiben den Grenzschichtaufbau lediglich vereinfachend. Das

wird durch zusätzliche Erweiterungen des k- $\epsilon$  Modells vermieden, welche die turbulenten Strukturen bis zur Wand nachbilden und auf Wandfunktionen verzichten können. Lam et al. (1981) ermöglichen eine Integration der Geschwindigkeiten bis zur Wand bei niedrigen Reynoldszahlen und berücksichtigen molekularen Transport durch viskositätsabhängige Funktionen anstelle der im Standard k- $\epsilon$  Modell verwendeten Konstanten. Dafür ist allerdings eine erhöhte Netzauflösung notwendig, die ein  $y^+ < 2$  der wand nächsten Zelle voraussetzt. Daneben gibt es noch weitere modifizierte k- $\epsilon$  Modelle, die ohne Wandfunktion auskommen und sich hauptsächlich in der Betrachtung der wandnahen Grenzschicht unterscheiden, wie z.B. die Modifikationen von Chien (1982) und Launder/Sharma (Launder et al., 1974).

Reynoldsspannungmodelle vermeiden die in praxi nicht vorkommende Beschränkung auf isotrope Turbulenz und lösen die Differentialgleichungen für die Schwankungsbewegungen in jede der drei Raumrichtungen. Dem Vorteil der höheren Genauigkeit stehen hier aber der stark erhöhte Rechenaufwand und ein Anfangs- und Randwertproblem gegenüber, die den praxisnahen Einsatz erschweren (Hildebrandt, 1998).

### 7.3 Netzgenerierung und Randbedingungen

#### 7.3.1 Netzgenerierung

Die räumliche Diskretisierung des Rechengebietes in hinreichend kleine Kontrollvolumina erfolgt bei der sogenannten Netzgenerierung, die von modernen Werkzeugen zur Nachbildung der berandenden Geometrie und der räumlichen Interpolation unterstützt wird. Im allgemeinen gelten folgende Qualitätskriterien für Netze zur Strömungssimulation:

- Vermeidung stark verschierter oder gestreckter Netzzellen (Streckungsverhältnis), Einhaltung des maximalen Expansionsverhältnisses ([Abb. 7.1](#))
- hohe räumliche Auflösung im Bereich starker Gradienten im zu erwartenden Strömungsfeld
- Einhaltung des geforderten dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  je nach Gültigkeit des Turbulenzmodells (vgl. Kap. 7.2)
- glatter Übergang der Netzausrichtung an Blockgrenzen
- je nach Strömungslöser sind kollabierte Netzzellen erlaubt, bei denen z.B. eine Seite zu einer Linie zusammenfällt ('Tortenstücke')

Für die folgenden Untersuchungen wurden ausschließlich *strukturierte* 3D Multiblock-Netze verwendet. Unter einem *strukturierten* Netz versteht man eine Anordnung von Quadern (3D) oder Rechtecken (2D), deren Position und Nachbarn durch die Matrixstruktur mit den numerischen Koordinaten I, J und K implizit festgelegt sind. Über diese Struktur sind die Netzelemente von dem Strömungslöser gezielt adressierbar. Dagegen bestehen *unstrukturierte* Netze aus Tetra- oder Hexaedern, bzw. Mischformen. Der Möglichkeit der einfacheren Vernetzung

steht als Nachteil der erhöhte Speicherbedarf entgegen, da wegen der willkürlichen Anordnung die Information über Position und benachbarte Zellen mitgetragen werden muß.

Bei strukturierten Netzen verbessert die Verwendung mehrerer Blöcke die Adaption des Netzes an die vorgegebene Geometrie. Abb. 7.2 zeigt das für die Auswahl des Rechenverfahrens erzeugte Netz. Es handelt sich um vier strukturierte Einzelblöcke, wobei der eigentliche Diffusor aus zwei Blöcken von der Stelle des engsten Querschnitts bis zur Auswerteebene, die der Triebwerkeintrittsebene entspricht, besteht, während die beiden sich anschließenden Blöcke nur einer einfachen Verlängerung zur räumlichen Verlagerung des Austrittsrandes (s.u.) dienen. Dadurch werden numerische Instabilitäten und Reflexionen von Inhomogenitäten vermieden. Das Rechnernetz wurde in seiner feinsten Auflösung aus ca. 1.1 Mio. Punkten erzeugt, wobei für verschiedene Parameterstudien aus Gründen der Rechnerkapazität auf ausgedünnte Netze zurückgegriffen wurde (Jarnot, 1997).

### 7.3.2 Rand- und Anfangsbedingungen

Die Lösung des sich aus der Diskretisierung ergebenden Differenzgleichungssystems ist ein Rand- und Anfangswertproblem. Für stationäre Problemstellungen sind gebräuchliche Rand- und Anfangsbedingungen:

Eintrittsrandbedingung: Eine oder mehrere Eintrittsrandbedingungen legen im Zusammenwirken mit den Austrittsrandbedingungen den durchgesetzten Massenstrom und das Niveau der Strömungsgrößen fest. Aufgrund der mathematischen Behandlung muß die Strömungsrichtung eindeutig in das Rechengebiet zeigen, wozu ggf. durch entsprechende Gestaltung des Rechnernetzes die räumliche Lage des Eintrittsrandes in eine Region möglichst homogener Strömung verschoben wird. Die Eintrittsgrößen bilden die in realita herrschenden, meist aus Messungen oder vorhergehenden Rechnungen bekannten Größen nach. Dazu ist es möglich, räumlich abhängige, ein- oder zwei-dimensionale Profile der Eintrittsgrößen festzulegen. Im Falle der Unterschallströmung werden so meist Totaldruck und -temperatur, die drei Komponenten des Strömungsvektors und im Falle der turbulenten Rechnung die Turbulenzgrößen, z.B. Turbulenzgrad und turbulentes Längenmaß, am Eintritt vorgegeben.

Austrittsrandbedingung: Auch hier ist eine eindeutige Strömungsrichtung zugunsten der numerischen Stabilität erforderlich. Da im vorliegenden Fall in der Diffusoraustrittsebene Rückströmung wegen der Ablösung an der Kanaldecke zu erwarten war, wurde das Rechnernetz verlängert (Abb. 7.2), um die Randbedingung (statischer Druck oder Massenstrom) in einen unkritischen Bereich zu verlagern.

Wandrandbedingung: Die Eigenschaften der die Geometrie des Rechengebietes beschreibenden festen Wände werden über die Wandrandbedingung festgelegt. Je nach Anwendungsfall werden die Wände als reibungsbehaftet oder -frei, als hydraulisch glatt oder rau, feststehend oder bewegt, adiabatisch oder mit einem Wärmestrom behaftet betrachtet. Die Flüsse für Masse und Impuls senkrecht zur Wand sind Null.

**Blockgrenze:** In Multiblock-Netzen treffen Blockberandungen aufeinander. Die Randbedingung der Blockgrenze setzt den Lösungsvektor an den aufeinandertreffenden Flächen gleich.

**Symmetrie:** In Falle von symmetrischer Geometrie und Strömung (vergl. Kap. 7.6.3) kann das Rechengebiet auf einen symmetrischen Teilbereich reduziert werden. Die Lösungsvektoren an den zueinander symmetrischen Flächen werden gleichgesetzt. Die Flüsse für Masse und Impuls senkrecht zur Symmetrieebene sind Null.

**Anfangsbedingung / Startlösung:** Zu Beginn der Iteration muß der Lösungsvektor mit einer Startlösung vorgelegt werden. Diese Lösung muß nicht mit dem endgültigen Ergebnis übereinstimmen. Je besser die Startlösung (z.B. eine bestehende Lösung bei geringfügig veränderten Parametern) das Ergebnis approximiert, desto kürzer ist die Rechenzeit bis zur Konvergenz des Lösungsverfahrens. Die triviale Startlösung belegt alle Geschwindigkeitskomponenten mit Null (zero flow start).

## 7.4 Beschreibung der eingesetzten Rechenverfahren

Im folgenden werden die drei eingesetzten Rechenverfahren TASCflow, TRACE-S und FINE/Turbo näher beschrieben.

### 7.4.1 TASCflow

Das kommerzielle Programmpaket TASCflow (AEA, 1999) integriert in eine graphische Benutzeroberfläche die Führung des Anwenders durch das Pre- bis zum Post-processing. Der eigentliche Strömungslöser arbeitet auf nichtorthogonalen, blockstrukturierten Gittern beliebiger Topologie, wobei die räumliche Diskretisierung des Rechengebietes auf der Finite-Volumen Methode basiert, die sich auf einen Finite Elemente Ansatz zur Beschreibung der Geometrie stützt. Da sämtliche Flüsse bereits integriert sind bevor sie approximiert werden, bleibt die Formulierung in jedem Stützpunkt physikalisch konservativ, wodurch eine künstliche Erzeugung bzw. Vernichtung von Masse oder Impuls ausgeschlossen ist. Das Verfahren ist Druck-basiert und für inkompressible Fluide geeignet. Erweiterungen für kompressible Strömungen stehen zur Verfügung. Durch das implizite zeitliche Integrationsschema sind theoretisch unbeschränkte Zeitschrittweiten möglich, infolge der Lösung gekoppelter, quasilinearer Gleichungssysteme führt dies jedoch zu einem hohen Speicherplatzbedarf von über 800 Byte (single precision) je Gitterknotenpunkt, da der gesamte Lösungsvektor im Speicher gehalten wird. In Bereichen hoher Gradienten in den Strömungsgrößen kann das Rechnernetz zur Erhöhung der räumlichen Auflösung lokal verfeinert werden (local grid embedding).

TASCflow bietet unterschiedlich genaue Verfahren zur Diskretisierung der konvektiven und diffusiven Flüsse über sog. „Skew-Upwind“-Ansätze. Diese sind infolge ihrer Formulierung grundsätzlich eigenstabil, die bei anderen Verfahren zusätzlich notwendige sog. numerische Dämpfung entfällt. Der gekoppelte Löser greift auf die sog. ILU (Incomplete Lower Upper) Matrixfaktorisierung als Relaxationsschema zurück und zeichnet sich durch große Robustheit aus. Der Verlauf der Konvergenz wird durch die Verwendung einer variablen Multigrid-

technik beschleunigt, wodurch hochfrequente Störungen auf vergrößerten, ausgedünnten Netzen schnell gedämpft werden.

TASCflow unterstützt verschiedene Turbulenzmodelle. Von Müller (1996) angestellte detaillierte Untersuchungen belegen allerdings, daß für die im vorliegenden Fall betrachteten Strömungsverhältnisse mit Erweiterungen der Turbulenzmodelle keine signifikante Verbesserung der Ergebnisse der Strömungssimulation im Vergleich zum Standard  $k-\epsilon$  Modell zu erzielen ist.

#### 7.4.2 TRACE-S

Das Strömungsrechenverfahren TRACE-S ist am Institut für Antriebstechnik des DLR Köln entwickelt worden (Vogel, 1996). Das Verfahren ist Dichte-basiert und eignet sich somit nur für kompressible Strömungen. Bevor die Erhaltungsgleichungen mit Hilfe der Finite-Volumen-Methode diskretisiert werden, werden sie ähnlich wie bei TASCflow zunächst einer die physikalischen Flüsse konservierenden Integration unterzogen. Die räumliche Diskretisierung erfolgt über Zentralfdifferenzen. Da bei diesem Verfahren benachbarte Zellen entkoppelt sind, kann das zu hochfrequenten Oszillationen und damit zu numerischen Instabilitäten führen. Dem wirkt eine eigenwertskalierte künstliche Dämpfung entgegen.

Die zeitliche Diskretisierung erfolgt mittels eines Fünf-Schritt Runge-Kutta-Verfahrens mit guten Stabilitätseigenschaften. Die maximale Weite eines Zeitschrittes ist wegen der expliziten Formulierung des Zeitschrittalgorithmus durch das sog. CFL-Kriterium (nach Courant, Friedrichs und Lewy) limitiert (Benz, 1994). Es besagt, daß ein numerischer Zeitschritt  $\Delta t$  nur so groß sein darf, daß eine sich mit lokaler Schallgeschwindigkeit  $a$  ausbreitende Störung das lokale Einflußgebiet  $\Delta x$  (i.A. eine Netzzelle) nicht verlassen darf. Das gilt für  $CFL \leq 1$ . Je feiner die Netzauflösung ist, desto kleiner wird  $\Delta t$ , womit die Zahl der Rechenschritte bis zur Konvergenz der Lösung steigt. Konvergenzbeschleunigung erreicht man durch Verwendung eines bei stationären Strömungsproblemen möglichen lokalen Zeitschritts, der  $\Delta t$  für jede Netzzelle lokal berechnet. Mit Hilfe der impliziten Residuenglättung und aufgrund des Runge-Kutta-Verfahrens sind CFL-Zahlen bis zu 6 möglich.

TRACE-S setzt - wie TASCflow - konturangepaßte, strukturierte Rechenetze voraus, die aus beliebig vielen Einzelgittern unterschiedlicher Topologie bestehen können. Der Speicherbedarf je Netzzelle beträgt ca. 300 Byte. Zur Turbulenzmodellierung sind neben dem Standard  $k-\epsilon$  Modell die erwähnte Kato-Launder Modifikation, eine  $k-\omega$  Erweiterung nach Wilcox (1988) und ein Low-Re  $k-\epsilon$  Modell verfügbar. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen wurden mit Hilfe des Standard  $k-\epsilon$  Modells durchgeführt.



#### 7.4.3 FINE/Turbo

Das von der belgischen Firma Numeca entwickelte Programmpaket FINE/Turbo (Numeca, 1999) stellt neben der kompletten Ablaufsteuerung einen interaktiven Netzgenerator, den eigentlichen Strömungslöser *euranus* und ein Datenvisualisierungstool unter einer integrierenden Benutzeroberfläche zur Verfügung. *Euranus* löst die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen, bei Bedarf stehen zur Modellierung turbulenter Strukturen ein algebraisches (Baldwin-Lomax) und verschiedene Formulierungen des k- $\epsilon$  Modells in linearer und nichtlinearer Formulierung zur Verfügung.

Basierend auf einer zellzentrierten Finite-Volumen Methode zur räumlichen Diskretisierung des zu untersuchenden Rechengebietes werden die Bestimmungsgleichungen der konvektiven und diffusiven Flüsse über ein Zentralfindifferenzenverfahren approximiert. Das eingesetzte Zeitschrittverfahren ist, analog wie bei TRACE-S, explizit formuliert und ebenso durch das CFL-Kriterium in der Größe seines Zeitschrittes limitiert. Die bei der expliziten Formulierung auftretende numerische Dissipation ist eigenwertskaliert gedämpft. Die zeitliche Integration erfolgt über einen Mehrschritt Runge-Kutta Algorithmus, wobei die Anzahl der Schritte vom Benutzer wählbar ist. Dieses Verfahren (Jameson et al., 1984) ist hier in einer weiterentwickelten Form implementiert. Zur Konvergenzbeschleunigung dienen implizite Residuenlätung, die Verwendung eines lokalen Zeitschrittes (local timestepping) in jeder Zelle und der Einsatz von Multigrid. Die Basis der Multigridtechnik ist eine sukzessive Ausdünnung des Rechnernetzes um jeweils jeden zweiten Netzknoten in jeder Raumrichtung. Die Wellenlänge einer Störung wird damit in Relation zum Rechnernetz kleiner. Da hochfrequente Störungen von dem Runge-Kutta-Algorithmus sehr viel schneller geglätet werden als niederfrequente, dämpft man auf unterschiedlich feinen Netzen unterschiedliche Störfrequenzen ab. Informationen über Störungen (z.B. einer Druckstörung) werden auf den ausgedünnten Netzen innerhalb des Rechengebietes auch schneller transportiert. Die auf den gröberen Netzen erhaltenen Lösungen eines Zeitschrittes werden auf das nächst feinere, schließlich auf das Ausgangsnetz interpoliert. Beim Neustart einer Rechnung wird mittels der Full-Multigrid (FMG) Option zunächst eine wählbare Anzahl von Zeitschritten ausschließlich auf sehr groben Netzen vorgechnet. Die damit schnell erhaltene Vorlösung wird dann automatisch auf zunehmend feinere Netze interpoliert und dort als Startlösung verwendet. Wie auch die beiden anderen vorgestellten Löser arbeitet FINE/Turbo auf strukturierten Multiblocknetzen, die Blockanzahl und deren Topologie sind beliebig. Unstrukturierte Blockgrenzen, sog. non-matching boundaries, sind erlaubt, ebenso Netzelemente mit zu singulären Punkten/Linien "kollabierten" Teilbereichen. Eine Vielzahl von Eingriffsmöglichkeiten erlaubt es dem Benutzer, die Grundeinstellungen zu verlassen und nahezu jeden Teilbereich (Turbulenzmodell, Diskretisierung) den individuellen Anforderungen anzupassen.

Die Vergleichsrechnungen zur Validierung des Strömungslösers wurden mit den Standard k- $\epsilon$  Modell durchgeführt.

## 7.5 Vergleichsrechnungen und Validierung der Verfahren anhand Modellmessungen

Für die Vergleichsrechnungen der drei im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Strömungslöser wird als Referenz die Modellmessung aus Kap. 3.5 ohne Modifikation an der Rampengeometrie und ohne Grenzschichtbeeinflussung (Versuch 1) herangezogen. Im Eintritt wird das Totaldruck- und Geschwindigkeitsprofil vorgegeben, das die in der Modelluntersuchung vorliegenden Verteilungen nachbildet. Nach Anforderung des jeweiligen Löser wird zur Einstellung des Gesamtmassenstroms entweder der statische Druck oder der Massenstrom als Austrittsrandbedingung vorgegeben. Bei allen Rechnungen wird ein Massenstrom von 4.5 kg/s eingehalten, das Niveau der auf den hydraulischen Durchmesser bezogenen Reynoldszahl entspricht der Vorgabe von ca.  $3.01 \cdot 10^6$ . Die Vergleichsrechnungen der Strömungslöser setzen einheitlich das Standard k- $\epsilon$  Modell ein. Im Anschluß daran werden für FINE/Turbo Modifikationen des k- $\epsilon$  Modells untersucht. Der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  der einzelnen Netze entspricht den Vorgaben der Turbulenzmodelle (mit/ohne Wandfunktion, vergl. Kap. 7.2). Alle Wände werden als hydraulisch glatt, reibungsbehaftet und adiabatisch angesehen.

Ziel dieser Untersuchung ist die Ermittlung des Rechenverfahrens, das die beste Übereinstimmung mit der Modellmessung zeigt. Zum Vergleich der erzielten Ergebnisse kommen folgende Auswertungen zu Einsatz:

- "numerische" Anstrichbilder: Dabei werden wandnahe Stromlinien auf der Kanalwand dargestellt und mit den aufgenommenen Anstrichbildern verglichen.
- Verteilungen in der Diffusoraustrittsebene: Analog zu den Messungen werden die bezogenen Quergeschwindigkeiten und die Verteilung des bezogenen Totaldrucks dargestellt.
- Verteilung der Störparameter: Die Parameter DC und SC werden in ihrer Umfangsverteilung mit der Vorgabe verglichen.

Folgende, aus der Modellmessung abgeleitete Randbedingungen des Referenzbetriebspunktes lagen für die Validierungsrechnungen zugrunde:

Massenstrom:  $\dot{m}_{em} = 4.50 \frac{kg}{s}$

Totaldruck:  $p_{t,em} = 2.228 \cdot 10^5 Pa$

Totaltemperatur:  $T_{t,em} = 301 K$

Bezugslänge:  $L_{ref} = 0.12 m$

Machzahl:  $Ma_{em} = 0.60$

### 7.5.1 Ergebnisse von TASCflow

Die TASCflow Rechnungen zeigen die gemessenen Strukturen nicht in ausreichender Übereinstimmung. Die das Strömungsgeschehen dominierende Ablösung an der Kanaldecke wird zwar ansatzweise nachgebildet (Abb. 7.3), der Energieinhalt der entstehenden Sekundärströmung reicht jedoch nicht aus, um das Aufrollen der Ränder der Ablösefläche zu erzwingen, die Strömung ist weniger gestört und bleibt wegen geringerer Reibungsverluste insgesamt energiereicher. In der Verlustverteilung (Abb. 7.7) wird dieses Phänomen in einer nur wenig deformierten Kernströmung mit geringen Gradienten zu den Verlustzonen sichtbar, das gesamte Verlustniveau liegt unter dem des Experiments (vgl. Kap. 3.5.1). Betrachtet man die Quergeschwindigkeitsverteilung (Abb. 7.7), so fällt in der '10-Uhr' Position ein linksdrehender Wirbel auf, der den gemessenen Strukturen ähnelt. Dessen radiale Ausdehnung beträgt jedoch nur einen halben Kanalradius, während die Messung einen ganzen Radius vorgibt. Es handelt sich um eine zwar geschlossene, aber nicht gleichmäßige Struktur, die an den Kanalwänden zu hohe Quergeschwindigkeiten aufweist. Die geringe Intensität und die räumliche Ausdehnung der Störung werden in der Verteilung der Störparameter unterstrichen (Abb. 7.10). Der Störparameter für den Totaldruck erreicht mit einem Maximalwert von  $DC(60)=0.23$  nur 43% der Referenzmessung mit  $DC(60)=0.53$ , der Wirbelkoeffizient  $SC(60)=0.06$  ca. 60% der Vorgabe von  $SC(60)=0.10$ . Der Verlauf der Störparameter über den Umfangswinkel  $\phi_0$  variiert deutlich, so daß nicht von einer Übereinstimmung gesprochen werden kann.

### 7.5.2 Ergebnisse von TRACE-S

Die Ergebnisse, die mit dem Strömungslöser TRACE-S erzielt wurden, zeigen gute Übereinstimmungen mit der Messung. Alle wesentlichen Kriterien, die für die Entstehung des Strömungsbildes verantwortlich sind, werden nachgebildet. Die Strömung löst quer über die gesamte Kanaldecke ab (Abb. 7.4), infolge der Kanalkrümmung wird der linksdrehende Wirbel weiter angefacht, während sein Gegenpart bis zum Diffusoraustritt dissipiert. Allerdings findet die Ablösung etwas zu spät, dann zu plötzlich statt. In der Quergeschwindigkeitsverteilung (Abb. 7.8) ist nur ein Wirbel dominant, Resteinflüsse des früh dissipierten Wirbels sind nur noch in einer Strömungsablenkung sichtbar. Trotz der abweichenden Skalierung in der Darstellung, erkennbar an dem kürzeren Referenzvektor, der das Verhältnis von Quergeschwindigkeit zur Axialgeschwindigkeit anzeigt, ist der Wirbel in seinen bezogenen Quergeschwindigkeiten stark überzeichnet berechnet. Dafür sind nicht zu hohe absolute Quergeschwindigkeiten, sondern zu kleine, den Nenner bildende Axialgeschwindigkeiten verantwortlich. Vergleiche der Verteilung des statischen Druckes im Austritt zeigten, daß TRACE-S im Gegensatz zu den beiden anderen Strömungslösern den Totaldruckverlust überwiegend über verminderte Absolutgeschwindigkeiten simuliert, während in realita auch ein Abfall des statischen Druckes in der Verlustzone vorhanden ist.

Die Verlustverteilung (Abb. 7.8) zeigt die deutliche Stauchung der Kernströmung, die wegen der Ablösung von der Kanaloberseite nach unten abgelenkt wird. Das Gebiet niedrigen Totaldrucks weist den dominierenden Wirbel aus, die Intensität der Kernströmung liegt etwas zu

hoch, was darin zu begründen ist, daß durch die oben beschriebene Verzögerung der Ablösung eine weitere Durchmischung mit einhergehender Abschwächung der Gradienten unterbleibt. Die im Experiment nur im Anstrichbild ansatzweise sichtbare, mit Hilfe der Fünflochsonden nicht auflösbare, beginnende Ablösung auf der Kanalunterseite ist als zweites Verlustfeld bestimmbar. Abb. 7.11 zeigt die Verläufe der Störparameter, die eine deutliche Überhöhung der errechneten Verluste aufweist. Die Zone der Ablösung liegt 36% über der Modellmessung und erreicht  $DC(60)=0.72$  bei einer Ausdehnung von  $150^\circ$  über den Umfang, während die nachfolgenden Erhebungen gut mit der Messung übereinstimmen. Als Grund für die zu hohen Verluste ist die Modellierung der Turbulenz ausschlaggebend, da die in dieser Arbeit verwendeten Turbulenzmodelle keinen laminar-turbulenten Umschlag erfassen, sondern das Rechengebiet über die gesamte Lauflänge turbulent betrachten und damit zu erhöht vorhergesagten Verlusten führen. Der Wirbelkoeffizient hat sein Maximum bei  $SC(60)=0.15$ . Die im weiteren Verlauf dieses Parameters erkennbaren zusätzlichen Störeinflüsse mit einer zweiten, in der Quergeschwindigkeitsverteilung kaum sichtbaren Zone zeigen keine Übereinstimmung mit der Messung.

Die insgesamt guten Übereinstimmungen wurden nur mit einer speziellen Version des Programmes erhalten, bei der die von Müller (1996) gefundene, reynoldszahlskalierte Begrenzung des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Viskosität auf den in Turbomaschinen typischen Wert von 1000 eingehalten wurde. Diese Begrenzung ist wegen der in 7.2 beschriebenen Überproduktion turbulenter kinetischer Energie des Standard k- $\epsilon$ -Modells vertretbar und dient der Erhöhung der numerischen Stabilität.

### 7.5.3 Ergebnisse von FINE/Turbo

Die mit FINE/Turbo erzielten Ergebnisse weisen die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung auf. Das numerische Anstrichbild (Abb. 7.5) zeigt die sich über die gesamte Kanaldecke erstreckende Ablösung mit dem Aufrollen zu den beiden Wirbeln. Schon in dieser Ansicht ist deutlich zu erkennen, daß der in Strömungsrichtung rechts liegende Wirbel von dem durch die Kanalkrümmung initiierten Festkörperdrall unterdrückt, sein Gegenüber dagegen angefacht und als Ganzes verlagert wird. Dieser ist dann in der Quergeschwindigkeitsverteilung als der "überlebende" Wirbel sichtbar (Abb. 7.9), seine Position auf '12-Uhr' verdeutlicht die Verlagerung durch den Festkörperdrall gegen den Uhrzeigersinn. Analog zu den TRACE-S Rechnungen äußert sich die Ablösung an der Kanaldecke als ein Gebiet hoher Verluste, einhergehend mit der komprimierten Kernströmung. Das Verlustgebiet am Kanalboden wird erfaßt. Das zweite numerische Anstrichbild (Abb. 7.6) zeigt wandnahe Stromlinien am Kanalboden, die in einer fertig ausgeprägten Ablöselinie zusammenlaufen. Die Ursache für diese Ablöseerscheinung ist genau wie bei der Ablösung an der Kanaldecke der zu große Öffnungswinkel des Kanals. Die Kernströmung folgt der Kanalaufweitung am Boden nicht und hebt von diesem ab. Durch das Zusammenfließen der energiearmen Grenzschicht des Kanalbodens entsteht das in der Verlustverteilung sichtbare Gebiet niedrigen Totaldrucks. Auch die Verteilungen der Störparameter weisen die Rechnungen von FINE/Turbo als am besten

übereinstimmend aus. Zwar werden die Verluste im Totaldruck zu 28% mit  $DC(60)=0.68$  über der Messung berechnet, wofür auch hier die Annahme durchgehender turbulenter Strömung ohne Transition verantwortlich ist; Form, Umfangsausdehnung und Intensität der Nebenmaxima entsprechen jedoch den Vorgaben der Modellmessung. Nahezu deckungsgleich ist der Verlauf des Wirbelkoeffizienten, der an übereinstimmender Umfangsposition die Messung von  $SC(60)=0.10$  genau erreicht.

#### 7.5.4 Auswahl von FINE/Turbo, Vergleich unterschiedlicher Turbulenzmodelle

Aus dem Vergleich im vorhergehenden Kapitel zeigt sich das Programmpaket FINE/Turbo als am besten geeignet, die Strömungsvorgänge im Einlaufdiffusor nachzubilden. Basierend auf den Ergebnissen bei Verwendung des Standard k- $\epsilon$ -Modells wurden weitere Vergleichsrechnungen mit verschiedenen Modifikationen dieses Turbulenzmodells auf Rechennetzen unterschiedlicher Auflösung im Wandbereich ( $y^+$ -Werte) durchgeführt. Eine Analyse dieser Ergebnisse zeigt den nicht unerheblichen Einfluß der Modellierung der Turbulenz. Vorweggenommen sei hier bereits erwähnt, daß keine weiteren Verbesserungen erzielt werden konnten. Folgende Modifikationen des k- $\epsilon$ -Modells wurden untersucht, deren Parameter in Numeca (1999) detailliert beschrieben sind. Das Standard k- $\epsilon$ -Modell verwendet für dimensionslose Wandabstände unter  $y^+=30$  ein logarithmisches Wandgesetz. Die Modifikationen nach Chien und Yang&Shih sind dagegen k- $\epsilon$ -Modelle, die bis zur Wand hin integrieren und so auf entsprechende Wandfunktionen verzichten können. Die Netzauflösung lag im Rahmen der geforderten  $y^+=1$ .

Bereits die beiden numerischen Anstrichbilder für die Modifikationen von Chien (Abb. 7.13) und Yang&Shih (Abb. 7.14) zeigen, daß keine Verbesserungen zu erwarten sind. Chien zeigt eine weit stromab verlagerte, abgeschwächte Ablöseerscheinung, bei der die aus dem Experiment bekannte Ablöselinie zu einem Punkt verschmilzt. Die Wirbelstruktur entsteht dennoch, wegen der verspäteten Ablösung ist deren räumliche Ausdehnung zu gering. Die Erkenntnisse werden von der Verlust- und Quergeschwindigkeitsverteilung unterstützt (Abb. 7.15), in der die reduzierten Verluste der zu schwach ausgeprägten Ablösung sichtbar werden. Die Gradienten zwischen energieärmer und -reicher Strömung sind gering, es gibt einen weiten Übergangsbereich. Die bezogenen Quergeschwindigkeiten deuten nur eine schwache Ausbildung eines Wirbels an, dessen Struktur kaum wahrnehmbar ist. Der zugehörige Wirbelkoeffizient ergibt dann auch nahezu keine zu erwartende Drallstörung in der Triebwerkeintrittsebene, die maximale Abweichung von der ungestörten Zuströmung von  $SC(60)=0.03$  liegt weit unterhalb kritischer Werte. Der Totaldruckkoeffizient dieser Simulation stimmt zwar mit einem Maximalwert von  $DC(60)=0.57$  und einer Umfangsausdehnung von  $\Delta\phi_0=140^\circ$  gut mit der Messung überein, unter Betrachtung aller Auswertekriterien ist die Übereinstimmung jedoch nicht besser als das Standard k- $\epsilon$ -Modell.

Das k- $\epsilon$ -Modell mit der Erweiterung nach Yang&Shih zeigt bereits im numerischen Anstrichbild Schwächen bei der Nachbildung der Ablösung an der Kanaloberseite. Auch hier entsteht eine eher punktförmige Ablösung, deren Position am Ende des ersten Drittels gut der Messung

entspricht. Die entstehenden, gegendrehenden Wirbel sind jedoch zu weit gestreckt und reichen bis in die Eintrittsebene des Triebwerks hinein. Die Verteilung des bezogenen Totaldrucks (Abb. 7.16) zeigt dies in einer weit ausgedehnten Zone starker Verluste, die die Kernströmung weit nach unten drückt und die zweite Verlustzone am Kanalboden kaum entstehen läßt, während die Quergeschwindigkeitsverteilung in der '10-Uhr' Position deutlich die weit stromabwärts verlagerte Trennlinie der beiden ehemals gegendrehenden Wirbel zeigt und einen überlebenden Wirbel in Größe und Intensität gut nachbildet. Abb. 7.18 weist dies in einem Wirbelkoeffizienten nach, dessen Verlauf der Modellmessung ähnelt, mit einem Maximalwert von  $SC(60)=0.07$  jedoch zu gering ist. Der Totaldruckkoeffizient zeigt die zu starke Berechnung der Ablösung zu  $DC(60)=0.77$  bei einer Umfangsausdehnung von  $\Delta\phi_0=165^\circ$ .

## **7.6 Ergebnisse der numerischen Simulation modifizierter Kanalgeometrien**

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der numerischen Simulation unterschiedlicher, modifizierter Kanalgeometrien vorgestellt. Gerechnet wurde mit FINE/Turbo mit dem Standard k- $\epsilon$ -Modell.

Zunächst wird ein von der Referenzmessung abweichender Betriebspunkt untersucht, bei dem bis auf eine Veränderung der Rampenstellung keine weitere Modifikation der Geometrie erfolgt (Kap. 7.6.1). Das Ziel dieser Simulation ist der Nachweis, daß eine Zwischenstellung der Rampe, die einen geringeren Diffusorwinkel bedeutet, geringere Eintrittsstörungen verursacht. Somit treten im ausgewählten Betriebspunkt der Referenzmessungen und -rechnungen bei maximal abgesenkter Rampe auch maximale Inhomogenitäten auf ('worst case szenario', vergl. Kap. 3.1). Diese Konfiguration der maximal abgesenkten Rampe ist deshalb dann Ausgangspunkt für die folgenden Modifikationen der Diffusorgeometrie (Kap. 7.6.2, 7.6.3).

Zur Verbesserung des aerodynamischen Verhaltens dienen nur Veränderungen der Kanalgeometrie. Weitere Möglichkeiten der Strömungsbeeinflussung, wie z.B. Energetisierung der Wandgrenzschicht durch Ausblasung oder Grenzschichtabsaugung wurden wegen der in Kap. 3.3.1 genannten Punkte nicht untersucht. Eine zusätzliche Randbedingung bei der Einflußnahme auf das Strömungsfeld war es, die Verbesserung des aerodynamischen Verhaltens bei wenig steigender Komplexität des Einlaufkanals (z.B. ohne zusätzliche Klappen, Luftmengenregelung) zu erreichen. Um die Ablösung und die Sekundärströmungserscheinungen zu unterdrücken, müssen zwei Effekte unterschieden werden. Während die Ablösung auf den zu großen Diffusorwinkel zurückzuführen ist, werden die Sekundärströmungen zusätzlich von der lokalen Gestaltung einzelner Abschnitte der Berandung beeinflusst. In einer ersten Studie wird die reine Veränderung des Diffusorwinkels bei sonst unveränderter Geometrie untersucht. Das ist nur realisierbar, wenn der Kanal bei gleichbleibenden Randbedingungen gestreckt wird. Im vorliegenden Fall bedeutet dies, daß Form und Anordnung der Querschnittsflächen nicht verändert werden, deren Position in Abhängigkeit  $x/L$  wird nicht modifiziert. Somit bleiben sowohl der Versatz der Flächenmittelpunkte, das Flächenverhältnis zwischen Ein- und Austritt als auch die Formführung von rechteckig auf kreisrund erhalten. Die Variation von  $L$  auf das

Anderthalb- bzw. Zweifache der Ausgangslänge  $L_{ref}$  erbringt die geometrische Veränderung, liegt aber noch in einem Bereich, der sowohl aus Gewichtsgründen als auch wegen der Einbaubedingungen (Gesamtlänge des Antriebssystems) vertretbar ist. Das Gewicht eines Unterschalleinlaufdiffusors beträgt ca. 200kg (Schwab, 1991), bei fünf installierten Triebwerken ergibt sich eine Gesamtmasse von 1000kg, die bei  $L=2.0 \cdot L_{ref}$  auf ca. 2000 kg steigen wird. Verglichen mit der Erhöhung des Gesamtabfluggewichts um ca. 6800kg wegen der von der Originalgeometrie verursachten Eintrittsstörungen (Kap. 6.3.3), ist eine Verlängerung der Diffusoren im Rahmen der Gesamtverbesserung aus Gewichtsgründen tragbar. Da das Umschaltorgan mit einer Länge von etwa  $0.5 \cdot L$  der Ausgangskonfiguration entfällt (Kap. 3.1), ist die Verlängerung der Diffusoren bis auf  $2.0 \cdot L_{ref}$  bei nur geringer Zunahme der Gesamtlänge des Antriebssystems realisierbar. Die zweite Studie beinhaltet neben einer Variation von  $L$  zusätzlich eine Neugestaltung der Querschnittsflächen.

#### 7.6.1 Änderung der Rampenstellung; Betriebspunkt $Ma=2.0$

Nach Vorgabe der aerodynamischen Randbedingungen aus der Flugenvelope des Referenzsystems wurde ein Betriebspunkt gewählt, bei dem die Rampe noch nicht maximal abgesenkt ist. Für eine Flug-Machzahl von  $Ma=2.0$  ergibt sich eine Rampenstellung, bei der die Fläche im engsten Querschnitt um den Faktor 1.7 zur Referenzkonfiguration vergrößert ist (Schwab, 1991, Heitmeir, 1992). Bei gleichbleibender Austrittsfläche aus dem Diffusor verringert sich der Diffusorwinkel, was die geometrischen Voraussetzungen setzt, um eine weniger ablösegefährdete Strömung zu erzeugen. Da aber mit sinkender Reynoldszahl die Neigung zur Ablösung wieder steigt, ist eine Nachrechnung dieses Betriebspunktes erforderlich. Dazu wurde das bestehende Rechnetz dahingehend modifiziert, daß die Anhebung der Rampe entsprechend der vorgegebenen Kinematik modelliert ist. Die Randbedingungen an Ein- und Austritt des Diffusors wurden entsprechend den Vorgaben aus der Flugenvelope formuliert und auf die Modellbetrachtung skaliert:

Massenstrom:	$\dot{m}_{em} = 4.81 \frac{kg}{s}$
Totaldruck:	$p_{t,em} = 1.39 \cdot 10^5 Pa$
Totaltemperatur:	$T_{t,em} = 215 K$
Bezugslänge:	$L_{ref} = 0.15 m$
Machzahl :	$Ma_{em} = 0.462$

Bei der Rechnung trat folgendes Phänomen auf, das keine numerische Instabilität darstellt: Es konnte kein eindeutiges Ergebnis erreicht werden. Das Residuum der Simulation, der Indikator für den Fortschritt und die Güte der Konvergenz der Lösung, und der Massenstrom schwankten periodisch zwischen zwei Extrema. Physikalisch betrachtet liegt ein niederfrequent instationärer Strömungsvorgang vor, der hier erfaßt wird. Wie auch hier, liegt bei derartigen Fällen meistens eine lokal beschränkte Ablösung vor, die periodisch in Teilbereichen

wieder anlegt. Je nach Abbruch der numerischen Simulation erhält man einen aktuellen Einblick in die Lösung. Im vorliegenden Fall wurde die Rechnung bei Erreichen der jeweiligen Extrema im Residuenverlauf angehalten, nachdem sichergestellt war, daß es sich um einen periodischen Vorgang handelt.

Abb. 7.19 und Abb. 7.20 zeigen die wandnahen Stromlinien der beiden Lösungen. Die kleinen Unterschiede im Stromlinienbild verdeutlichen, daß die periodische Ablösung eine geringe Ausdehnung hat. Beide Bilder zeigen fast identisch eine quer über die Kanaldecke laufende Ablöselinie, wobei sich das abgelöste Fluid nicht zu einem Wirbelpaar aufrollt, sondern nur abgelenkt wird. Die Verteilungen von Totaldruck und bezogenen Quergeschwindigkeiten (Abb. 7.21, Abb. 7.22) weisen deutlich weniger gestörte Strömungsfelder aus, lediglich eine lokal begrenzte Zone weicht mit hohem Gradienten ab. Die Störparameter belegen schließlich die deutlich geringeren Eintrittsstörungen, die in diesem Betriebspunkt zu erwarten sind. Während eine temporäre Lösung noch eine Störintensität von  $DC(60)=0.25$  und  $SC(60)=0.08$  aufweist (Abb. 7.23), hat die zweite Form (Abb. 7.24) Werte von  $DC(60)=0.16$  und  $SC(60)=0.05$  und liegt an der unteren Grenze der Auswirkung auf Turboverdichter.

#### 7.6.2 Modifikation der Kanalgeometrie, $Ma=2.9$ : Kanalstreckung

Die Berechnungen der modifizierten Kanalgeometrien zur Verbesserung des aerodynamischen Verhaltens wurden für den (worst case) Betriebspunkt der Referenzkonfiguration mit den Randbedingungen gemäß Kap. 7.5 durchgeführt.

Abb. 7.25 zeigt die wandnahen Stromlinien für den um den Faktor  $S_L=1.5$  gestreckten Kanal. Während die Ablösung quer über die Kanaldecke verschwunden ist, lassen die in Hauptströmungsrichtung zusammenlaufenden Stromlinien eine beginnende Ablösung in der hinteren Kanalhälfte vermuten. Ausgehend bei  $x/L=0.5$  beginnt sich hier die im Rampenbereich noch ebene Kanaldecke zu wölben und erhöht den lokalen Diffusorwinkel an der Wand, dem das Fluid folgen muß. In Abb. 7.27 zeigt die Verteilung des Totaldrucks nach wie vor eine deutlich ausgeprägte Verlustzone, während die Geschwindigkeitsverteilung kaum noch Querströmung aufweist. Die Einheitslänge der Vektoren ist im Vergleich zu den vorhergehenden um das Zehnfache vergrößert, um Details erkennen zu können. Eine Ablösung an der '10-Uhr' Position müßte von der Wand wegzeigende Vektoren verursachen, die in Abb. 7.27 nicht gefunden werden. Der Mechanismus der Entstehung der niederenergetischen Zone liegt in der lokalen Konzentration anlaufender Grenzschichten, die in Abb. 7.25 nachvollzogen werden kann. Die Wandgrenzschichten, die einer der vier Seitenflächen des rechteckförmigen Eintritts entstammen, verteilen sich im Strömungsverlauf wegen der Öffnung des Kanals in etwa jeweils auf ein Viertel des Umfangs im Austritt. Da jedoch die benetzten Flächen der Kanalober- und -unterseite in Eintritt wesentlich größer sind als die Seitenflächen, entsteht an diesen auch mehr niederenergetische Grenzschicht mit geringeren Axialgeschwindigkeiten. Zusammen mit einem negativen Gradienten des statischen Drucks zur Wand hin, der als treibende Kraft entsteht, damit die Strömung der Öffnung des Diffusors folgt, resultieren die



Verlustzonen. Die Verteilung der Störparameter (Abb. 7.29) zeigt Totaldruckstörungen bis zu einer Intensität von  $DC(60)=0.46$ , während keine Wirbelstörungen mehr vorliegen.

Eine weitere Verlängerung des Einlaufkanals auf das Zweifache ( $S_L=2.0$ ) der ursprünglichen Ausdehnung bringt keine zusätzliche Verbesserung. Die wandnahen Stromlinien des numerischen Anstrichbildes (Abb. 7.26) zeigen den oben beschriebenen Mechanismus des Zusammenlaufens der Grenzschichten, was in der Verteilung des bezogenen Totaldrucks (Abb. 7.28) nachgewiesen wird. Auch hier existieren noch zwei Bereiche erhöhter Verluste, die Gradienten zu den Berandungen fallen infolge der geringeren Gradienten des statischen Drucks kleiner aus. Der Verlauf der Störparameter (Abb. 7.30) gleicht denen der Kanalverlängerung um den Faktor  $S_L=1.5$  bei geringfügig verringertem Maximum von  $DC(60)=0.39$ . Weiteren Verlängerungen mit  $S_L>2.0$  folgen wegen wachsender Wandgrenzschichten lediglich steigende Reibungsverluste.

Vergleichsrechnungen mit Verlängerungsfaktoren unterhalb von  $S_L=1.5$  ergaben keine Unterdrückung der Ablösung und damit auch keine signifikante Verbesserung des Strömungsverhaltens. Die hier vorgestellten Fälle zeigen den sinnvollen Bereich der Kanalverlängerung, der zwischen  $S_L=1.5$  und  $S_L=2.0$  liegen wird. Wie der Vergleich in Kap. 7.6 zeigt, ist die Gewichtszunahme durch die Verlängerung im Rahmen des Gesamtkonzeptes tragbar.

### 7.6.3 Modifikation der Kanalgeometrie, $Ma=2.9$ : Querschnittsflächen / Streckung

Bei der Modifikation der Querschnittsflächen wurden folgende Punkte beachtet:

- Das Verhältnis von Ein- zu Austrittsfläche wird beibehalten. Somit ist der globale Diffusorwinkel gleich dem der Originalgeometrie.
- Der horizontale Versatz der Flächenmittelpunkte (y-Richtung) entfällt. Der Kanal wird achsensymmetrisch zu Kanalhochachse, um Sekundärströmungserscheinungen und einbaubedingte Asymmetrien in der Anströmung des Triebwerks zu vermeiden. Eine Unterscheidung in CO und COUNTER-Störungen entfällt damit ebenfalls.
- Der Anstieg der Querschnittsflächen entlang der relativen Kanallänge  $x/L$  wird weitgehend linear gestaltet (Abb. 7.31). Somit sind lokale Überhöhungen im Gradienten des Diffusorwinkels ausgeschlossen.
- Die Gestaltung der Querschnittsflächen vermeidet lokale Einschnürungen beim Übergang zwischen rechteckigem und kreisförmigem Querschnitt, die in der Originalgeometrie die Ausbildung der Wirbel durch Sekundärströmungseffekte 2. Ordnung begünstigen.

Abb. 7.32 zeigt das Rechnernetz der Modifikation. Aufgrund der Achsensymmetrie kann symmetrische Strömung zur Hochachse vorausgesetzt werden, was die Berechnung des halben diskretisierten Rechengebietes ermöglicht. Die Randbedingungen der Rechnungen sind analog zu Kap. 7.5. Im ersten Ansatz befanden sich die Flächenmittelpunkte der Querschnittsflächen auf der x-Achse und der vertikale Versatz (z-Richtung) entfiel somit ebenfalls. Bei dieser

Konfiguration ohne Krümmung der Kanalmittellinie wurde der geringste Einfluß auf das Strömungsverhalten erwartet, da die geringste Krümmung der Stromlinien erfolgt. Abb. 7.33 zeigt für diesen Fall jedoch eine starke Ablöseerscheinung am Kanalboden. Sie resultiert aus dem nun angestiegenen lokalen Diffusorwinkel des Kanalbodens aufgrund der vorgeschriebenen Ausrundung der Kanalgeometrie nach unten. Die Ablösung initiiert wegen der zur Wand hin gerichteten Gradienten im statischen Druck eine hohe Querbewegung des Fluids, jedoch ist bereits für diese Konfiguration keine Ausbildung eines Wirbels mehr sichtbar. Durch die Neugestaltung der Querschnittsflächen konnte diese Wirbelbildung, die ihre Ursache mit in lokalen Einschnürungen der Kanalwände hatte, wirkungsvoll unterdrückt werden. Die Verteilungen der Störparameter unterstreichen dieses Verhalten. Der Wirbelkoeffizient  $SC$  zeigt keinen Ausschlag mehr, während der Parameter für die Totaldruckstörung  $DC$  ein ausgeprägtes Maximum von  $DC(60)=0.78$  besitzt und über dem Ausgangsfall von  $DC(60)=0.68$  liegt.

Ausgehend von dieser Konfiguration wurde der Verlauf der Flächenmittelpunkte der Querschnittsflächen in  $y$ -Richtung soweit angehoben (Versatz), daß die ungestörte Kernströmung in etwa mittig den Diffusor verläßt. Die wandnahen Stromlinien (Abb. 7.37) zeigen zunächst eine leichte Vergrößerung der Ablösung an der Kanaldecke, da wegen des Versatzes der lokale Diffusorwinkel ansteigt. Die Strömung legt im weiteren Verlauf zwar wieder an, wird im Bereich des Austritts erneut instabil. Trotzdem zeigt Abb. 7.34 für den Kanal ohne Erhöhung der Länge ( $S_1=1.0$ ) bereits eine Verbesserung des aerodynamischen Verhaltens. Zwar existieren nach wie vor zwei Zonen niedrigeren Totaldrucks, diese haben zusammengekommen jedoch eine geringere flächenmäßige Ausdehnung als im Strömungsbild der Ausgangsgeometrie (Abb. 7.9). Unterstrichen wird diese Aussage mit der Verteilung der bezogenen Quergeschwindigkeiten, die keine Wirbelbildung mehr zeigt und die Querbewegung des Fluids auch nahezu verschwunden ist. Der maximale Totaldruckkoeffizient von  $DC(60)=0.48$  bei verringerter Umfangsausdehnung von  $\Delta\phi_0=120^\circ$  weist die deutliche aerodynamische Verbesserung des Diffusors nach, da er im Vergleich zur Originalgeometrie bereits nur noch 70% der Intensität besitzt, ebenso wie die maximale Drallstörung mit  $SC(60)=0.07$ . Um eine weitere Verbesserung zu erreichen, wurde der Kanal ausgehend von der verbesserten Gestaltung der Querschnittsflächen und deren axialer Anordnung (mit Versatz in  $z$ -Richtung) um den Faktor  $S_1=1.5$  verlängert. Die Verteilung des Totaldrucks und der Quergeschwindigkeiten in der Diffusoraustrittsebene (Abb. 7.35) zeigen keine wesentlichen Veränderungen des Strömungsverhaltens gegenüber dem modifizierten Kanal mit  $S_1=1.0$ . Auch hier sind zwei Zonen niederenergetischen Fluids vorhanden, deren Entstehungsmechanismen - eine beginnende Ablösung des Fluids von den Kanalwänden bei gleichzeitigem Zusammenlaufen der Grenzschichten - der Originalgeometrie (s.o.) entsprechen, wie es in Abb. 7.37 erkennbar ist. Die gleichmäßige Verteilung der Strömungsgrößen ist in den geringeren Gradienten erkennbar. Deutlich wird das vor allem in der Entwicklung der Störparameter. Mit einem  $DC(60)=0.40$  bei  $\Delta\phi_0=115^\circ$  liegt der Totaldruckkoeffizient der modifizierten Kanalgeometrie bei  $S_1=1.5$  bereits auf dem Niveau der um  $S_1=2.0$  gestreckten Originalgeometrie ( $DC(60)=0.39$ ,  $\Delta\phi_0=120^\circ$ , vgl. Kap. 7.6.2). Somit wird die gleiche aerodynamische Verbesserung bei nur 75% der Kanalverlängerung erreicht. Die Untersuchung der modifizierten Geometrie mit  $S_1=2.0$  ergibt ebenso wie

bei der Verlängerung der Originalgeometrie von  $S_L=1.5$  auf  $S_L=2.0$  eine weitere, jedoch nur geringfügige Absenkung der Inhomogenitäten. Die Gradienten zwischen nieder- und hochenergetischem Fluid sind abgeschwächt, Quergeschwindigkeiten trotz des vergrößerten Maßstabs nahezu verschwunden (Abb. 7.36). Die Störparameter sinken weiter ab, der erzielte Fortschritt liegt bei 51% für den auf  $DC(60)=0.35$  und  $\Delta\phi_0=110^\circ$  sinkenden Totaldruckkoeffizient, während der Wirbelkoeffizient mit  $SC(60)=0.03$  weit unter der wirksamen Grenze liegt. Das numerische Anstrichbild der wandnahen Stromlinien zeigt eine durchgehend anliegende Strömung mit dem Phänomen der zusammenlaufenden Grenzschichten (Abb. 7.37).

Zusammenfassend läßt sich beim Vergleich der Kanalstreckung der modifizierten und der originalen Geometrie festhalten:

- Die Bildung des in der Originalgeometrie vorhandenen Wirbels wird durch lokale Einschnürungen der Kanalwände angeregt und kann durch geometrische Modifikation der Wände vermieden werden.
- Die Ablösung der Strömung von Kanaldecke und -boden resultiert aus dem lokalen Diffusorwinkel und wird nur durch eine Verlängerung des Kanals verringert bzw. unterdrückt.
- Die Formführung der Querschnittsflächen von rechteckig auf kreisrund und der Gradient im statischen Druck in z-Richtung verursachen ein Zusammenlaufen der Grenzschicht und damit eine Ausbildung niederenergetischer Gebiete. Diese können auch durch eine Kanalverlängerung mit  $S_L>2.0$  nicht vermieden werden. Der Totaldruckkoeffizient sinkt nicht in den unwirksamen Bereich und verharrt auf dem Minimum von  $DC(60)=0.35$  für  $S_L=2.0$ .
- Die Neugestaltung der Querschnittsflächen reduziert die Ausbildung von Strömungsinhomogenitäten, so daß eine geringere Verlängerung des Kanals zur Verbesserung des aerodynamischen Verhaltens ausreicht. Die Verlängerung des Kanals mit  $S_L=1.5$  reduziert die Eintrittsstörungen auf 59% in Intensität und auf 82% der Umfangsausdehnung im Vergleich zur ungestreckten Originalgeometrie. Wegen des Wegfalls des Umschaltorgans resultiert die Verlängerung um  $S_L=1.5$  in einer nur unwesentlichen Zunahme des Gesamtgewichts und der Gesamtlänge des Einlaufkanals und wird als bester Kompromiß zwischen der Verbesserung des Strömungsverhaltens und Kanalverlängerung betrachtet.
- Der Vergleich der auf 59% verringerten Eintrittsstörung für  $S_L=1.5$  mit den in Kap. 6.3.2 vorgestellten Ergebnissen der Leistungssynthesrechnungen für verschiedene Störintensitäten (Abb. 6.18) zeigt, daß die Schubverluste des Triebwerks in etwa halbiert werden. Dies wiederum wird die Zunahme der Parameter des Transportsystems (Abflugmasse, mitgeführte Brennstoffmasse, Flügelfläche) ebenfalls halbieren (gem. Abb. 6.21).
- Die Strömungsinhomogenitäten im Einlaufdiffusor können nicht vollständig unterdrückt werden. Bei der Auslegung des Antriebs eines Hyperschall-Transportsystems müssen die Einbußen im TriebwerkLeistungsverhalten infolge von Eintrittsstörungen weiterhin berücksichtigt werden.

## 8 Empfehlungen für weiterführende Arbeiten

Die Beaufschlagung eines Turbotriebwerks mit Eintrittsstörungen führt zu ungleichen Verteilungen der Strömungsgrößen in den nachfolgenden Triebwerksebenen. Die Kenntnis der über den Umfang und Radius inhomogenen Strömungsfelder ist zur zuverlässigen Bestimmung des Verhaltens der Komponenten und zur Ermittlung des lokalen Einflusses der Eintrittsstörung (wie im beschriebenen Fall der Einzelwirbel) erforderlich. Der Einbau fest installierter, in der zu betrachtenden Ebene verteilter Sonden bedeutet ein nicht bewertbares Einbringen von Störkörpern in die zu untersuchende Strömung, deren Einfluß auf die nachfolgende Komponente nicht quantifiziert werden kann. Zusätzlich ist die Instrumentierung wegen der Unzugänglichkeit einzelner Triebwerksebenen (Erstkreis, durch Nebenaggregate bedingte Abdeckungen) und wegen der nicht ausreichenden Festigkeit der Triebwerksgehäuse beim Setzen von Zugangsbohrungen oftmals nicht oder nur unzureichend möglich. Die Umfangstraversierung mit einem an einer Position befindlichen, radial auflösenden Sondenkamm ist dann möglich, wenn die Vorrichtung zur Erzeugung der Eintrittsstörungen drehbar ausgelegt ist, wobei hier aus konstruktiven Gründen auf eine Verstellbarkeit des Anstellwinkels des Deltaflügels verzichtet werden müßte. Insbesondere für die Bewertung des Betriebsverhaltens des Niederdruckverdichters ist dies von Bedeutung. Mit Hilfe genauer Informationen der Strömungsgrößen in der Austrittsebene 21 kann, bei gleichzeitiger Kenntnis der Verteilung der Eintrittsstörung, eine sichere Bestimmung des Verhaltens einzelner Sektoren des Verdichters bestimmt und damit evtl. Parallelverdichtermodelle verifiziert und verbessert werden, da sektoriell lokale Druckverhältnisse und Wirkungsgrade ermittelt werden können. Dazu ist es notwendig, auch die in Kap. 6.2 beschriebene, nur rechnerisch quantifizierte Verdrehung der Strömung beim Durchgang durch den Verdichter mit Hilfe einer Parameterstudie experimentell zu erfassen.

Zur vollständigen Ermittlung des Triebwerksverhaltens dienen Untersuchungen bei dynamischen Laständerungen, wobei Beschleunigung und Verzögerung gleichbedeutend von Interesse sind. Während die Beschleunigung des Triebwerks die Verlagerung der Betriebslinie zur durch die Eintrittsstörung bereits abgesenkten Pumpgrenze der Verdichter hin bewirkt, sind die Trajektorien der Verzögerung vor allem hinsichtlich der Beurteilung des Hyperschallflugsystems bei Missionsabbruch und beim Umschaltvorgang vom Turbo- zum Staustrahlantrieb von Interesse. Die Darstellung der dynamischen Vorgänge in den stationären Kennfeldern erlaubt einen Vergleich unterschiedlicher Beschleunigungsvorgänge und deren Bewertung hinsichtlich des Leistungsverhaltens. Für Stabilitätsbetrachtungen der Verdichter empfiehlt sich die Aufnahme der Kennfelder bei dynamischen Laständerungen, die mit Hilfe der vorhandenen Meßtechnik und der Reproduzierbarkeit von Eintrittsstörung und Drosselgraden von Erst- und Zweitkreis ermittelt werden können.

Die Ergebnisse der Triebwerksmessungen zeigen, daß die getrennte Bewertung der Eintrittsstörungen hinsichtlich der Inhomogenität des Totaldrucks und des Dralls in bezug auf die

Auswirkungen auf das Verhalten des Triebwerks nicht alle Einflußfaktoren beinhaltet. Es muß ein Störparameter entwickelt werden, der Totaldruck- und Drallstörung miteinander kombiniert. Kap. 6 zeigt, daß die Rotationsrichtung des Dralls relativ zur Rotationsrichtung der Turbokomponente in diesen neuen Parameter ebenso eingehen muß, wie die sektorielle Ausdehnung der Eintrittsstörung und der Drehzahlparameter des Verdichters. Geht man nun von einem funktionalen Zusammenhang zwischen den Störparametern für Druck und Drall und der Auswirkung auf das Gesamtriebwerk aus, berücksichtigt man zusätzlich die sektorielle Ausdehnung der einzelnen Störungen und nimmt z.B. die relative Zunahme des SFC als proportionales Maß für einen kombinierten, neu zu definierenden Störparameter  $DSC_n$ , läßt sich für jede Drehzahl  $n_{red}$  unter Berücksichtigung der Superpositionierbarkeit der Störparameter für Totaldruck und Drall (Kap. 6.1, Bernhard 1999) folgender Ansatz finden:

$$\begin{aligned} f_1(DC) + f_2(A_{IX} \cdot DC) + \\ f_3(SC_{COUNTER}) + f_4(A_{SC \cdot COUNTER} SC_{COUNTER}) + \\ f_5(SC_{CO}) + f_6(A_{SC \cdot CO} SC_{CO}) \end{aligned} = DSC_n \propto \Delta SFC_{red} \quad \text{Gl. 8.1}$$

Zur Bestimmung der sechs unbekannten Funktionen  $f_i$  sind für jedes  $n_{red}$  mindestens sechs Gleichungen notwendig. Von der Originalstörung abweichende Kombinationen aus Störsieben unterschiedlicher Form und Verlustbeiwerte  $\zeta_i$  und veränderlichen Anstellwinkeln  $\alpha_{\Delta}$  des Deltaflügels ergeben eine breite Datenbasis zur empirischen Ermittlung dieses funktionalen Zusammenhangs zwischen DC- und SC-Parameter und der Auswirkung auf das Verhalten des Triebwerks unter Berücksichtigung der Drehrichtung und der Drehzahl des NDV. Durch diese Korrelation können dann bestehende Kennfelder in Leistungssyntheseprogrammen entsprechend einer vorgegebenen Eintrittsstörung oder einer transienten Eintrittsstörung skaliert und die numerischen Ergebnisse verbessert werden.

Ein derartiges Triebwerksmodell ist bereits die Basis zur numerischen Simulation eines Kombinationsantriebs, um die Leistungsdaten des Antriebs zu ermitteln, die wiederum als Eingabegrößen der Missionsrechnung des Transportsystems dienen. Als langfristiges Ziel ist die Kombination einzelner numerischer, anhand von Teilexperimenten validierter Modelle und Simulationsvorrichtungen zu sehen, durch die es gelingt, den Entwurfsprozeß weitgehend unabhängig von Versuchsanlagen zu machen. Im Bereich des Antriebs ist das die Simulationskette Einlauf (CFD, Über- und Unterschall) mit Bestimmung des Störparameters entsprechend Gl. 8.1, Turbotriebwerk (Leistungssynthese, skalierte Kennfelder), Kombinationstriebwerk (Rampen- und Düsenkennfelder) und Missionsmodell (Auslegung des Flugsystems).

## 9 Zusammenfassung

Die Entwicklung von Eintrittsstörungen in Einlaufkanälen von Hyperschallflugsystemen wird in großem Maße von der Gestaltung des sich an die Rampenkonfiguration anschließenden Unterschalldiffusors bestimmt. Durch die Änderung des Querschnittes von rechteckig auf kreisrund, den Diffusorwinkel und den S-förmigen Verlauf der Mittelpunkte der Querschnittsflächen in der projektierten Geometrie werden in der Modellmessung an einem im geschlossenen Kreislauf betriebenen Windkanal starke Inhomogenitäten im Austritt des Diffusors ermittelt. Eine dreidimensionale Ablösung an der Kanaldecke interferiert mit lokalen Sekundärströmungserscheinungen zu starken Totaldruckverlusten, die von einem einzelnen, einen Kanalradius messenden Wirbel überlagert sind. Die Störung wird mit Hilfe von Störparametern für die Ungleichförmigkeit des Totaldruckes und des Dralls unabhängig von den Zuströmbedingungen bewertet und der Maximalwert wie auch die Umfangsverteilung der Störparameter ermittelt. Je nach Einbaulage der Triebwerke in das Flugsystem wird der Diffusor in der vorliegenden Form oder achsensymmetrisch zur Längsachse verbaut und die sich anschließenden Turbostrahltriebwerke, die alle die gleiche Wellendrehrichtung haben, unter mitdrehenden (CO-rotating) oder gegendrehenden (COUNTER-rotating) Störungen betrieben, wodurch Unterschiede im Leistungsverhalten erwartet werden.

Um den Einfluß dieser für Hyperschallantriebe mit ebenem Rampeneinlauf typischen Eintrittsstörungen auf das Leistungsverhalten des Turbostrahltriebwerks und auf das Betriebs- und Stabilitätsverhalten des Niederdruckverdichters experimentell zu untersuchen, wird ein Simulator entwickelt, der die Störungen originalgetreu nachbildet. In numerischen Vorversuchen wird ein "halber" Deltaflügel ausgelegt, dessen erste Vorderkante in Strömungsrichtung zeigt, während die zweite einen Pfeilungswinkel von  $57^\circ$  besitzt. Eine Endscheibe mit der Funktion eines "winglets" unterdrückt die Ausgleichsströmung zwischen Druck- und Saugseite des unter  $\alpha_{\text{Delta}}=20^\circ$  angestellten Deltaflügels an der strömungsparallelen Vorderkante wirkungsvoll, so daß nur ein Wirbel erzeugt wird. Durch geeignet geformte und positionierte Störsiebe wird die Drallstörung mit der entsprechenden Totaldruckstörung überlagert, so daß eine gute Übereinstimmung mit den Messungen aus dem Modellkanal numerisch vorhergesagt wird. Die Konstruktion des Störsimulators erfolgt unter der Betrachtung der auftretenden mechanischen Belastungen, die vor allem mechanisch und aeroelastisch induzierte Schwingungen beinhalten. Die Verteilungen der Störparameter des im Versuch gemessenen Strömungsfeldes hinter dem Simulator entsprechen in guter Übereinstimmung den Vorgaben aus der Modellmessung.

Die Eintrittsstörungen verursachen starke Änderungen im Betriebsverhalten des Niederdruckverdichters des Versuchstriebwerks LARZAC 04 C5. Für beide Störformen werden Einbußen in maximalem Druckverhältnis, isentropem Wirkungsgrad, Massendurchsatz und Pumpgrenzenabstand festgestellt. Aufgrund des gegendrehenden Wirbels der COUNTER-Störung sind die Auswirkungen in dieser Konfiguration deutlicher als unter CO-Störung, womit nachge-

wiesen wurde, daß der mitdrehende Wirbel den Einfluß der Totaldruckstörung teilweise eliminiert, während der Gegendrall verstärkend wirkt. Der Niederdruckverdichter als die den Störungen direkt ausgesetzte Komponente beeinflusst das Leistungsverhalten des Gesamtriebwerks. Der spezifische Schub sinkt um bis zu 8.5% bei gleichzeitiger Erhöhung des spezifischen Brennstoffverbrauchs um bis zu 6% bei Vollast. Um den Einfluß der Absenkung des mittleren Totaldrucks im Triebwerkeintritt durch den Simulator auf den Schub (Verringerung des Druckverhältnisses in den Düsen) zu bestimmen, werden Leistungssyntheserechnungen durchgeführt und der spezifische Schubverlust zu ca. 2.8% bestimmt. Die Differenz von 5.7% auf den Gesamtverlust von 8.5% (s.o.) ist somit der Ungleichförmigkeit durch die Störung und den damit verbundenen Wirkungsgradverlusten zuzuweisen. Parallel durchgeführte Untersuchungen zur Ausbildung von Instabilitäten bei Überschreiten der Pumpgrenze (Schmid et al., 1999; Leinhos et al., 2000) zeigen zusätzlich ein schwerer vorhersagbares Verhalten in der Entwicklung der Instabilitäten mit kürzeren Vorwarnzeiten zwischen den ersten Anzeichen und der vollständigen Ausbildung.

Der gemessene Druckverlust des Simulators und die veränderten Kennfelder des Niederdruckverdichters unter den beiden Störformen dienen als Eingabedatensatz für ein Leistungssynthesemodell des Gesamtriebwerks. Die damit durchgeführten Berechnungen des Schubverlustes zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Triebwerksmessungen. Die Durchführung der Missionsrechnung für das gesamte Hyperschall-Transportsystem unter den vorhandenen Eintrittsstörungen ergibt eine drastische Erhöhung des Gesamtabfluggewichts aufgrund des erhöhten Brennstoffbedarfs und eine geometrische Vergrößerung des Gesamtsystems.

Zur Neugestaltung der Geometrie des Einlaufdiffusors werden zunächst drei vorhandene 3D-Navier-Stokes Strömungslöser anhand der Meßdaten der Modelluntersuchungen miteinander vergleichen und validiert. Das am besten geeignete Rechenverfahren wird dann eingesetzt, um modifizierte Geometrien (Veränderung der Rampenstellung, Länge des Diffusors, Gestaltung und Verlauf der Querschnittsflächen) nachzurechnen. Bei veränderten Querschnittsflächen und einer Verlängerung des Kanals zur Reduzierung des Diffusorwinkels gelingt die Halbierung der Intensität der Inhomogenitäten. Durchgeführte Leistungssyntheserechnungen mit diesen verringerten Eintrittsstörungen ergeben einen um die Hälfte verringerten Schubverlust des Triebwerks, welcher wiederum bei Vergleich mit der Missionsrechnung des Flugsystems zur Halbierung der oben beschriebenen Erhöhung des Gesamtabfluggewichts führt.

## 10 Literaturverzeichnis

AEA Technology, N.N.:

*TASCflow Theory Documentation*

Advanced Scientific Computing Ltd., Waterloo, Ontario, Canada, Version 2.6, 1997

Aleid, L., Pilidis, P.:

*Variable Cycle Installation for a Mach 2.7 Supersonic Civil Transport*

ASME 98-GT-80, 1998

Ashwood, P. F.:

*Intake/engine compatibility at supersonic speeds - A resume of tests made in the NGTE engine test facility on the Concorde powerplant*

Environmental Effects on Aircraft and Propulsion Systems, Naval Air Propulsion Test Center, Annual National Conference, 9<sup>th</sup>, Proc. 30-1 TO 30-14. /A70-10678 01-28, Oct 7-9, 1969

Aulehla, F.:

*Intake Swirl – a Major Disturbance Parameter in Engine / Intake Compatibility*

13th Congress of ICAS / AIAA, ICAS 82-4.8.1, Seattle, 22.-27. August, 1982

Baldwin, B.S., Lomax, H.:

*Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flow*

AIAA 78-0257, 1978

Bauer, A.:

*Betriebsverhalten luftatmender Kombinationstriebwerke für den Hyperschallflug unter besonderer Berücksichtigung der Triebwerksintegration*

Technische Universität München, Dissertation, 1994

Benz, E.:

*Entwicklung und Erweiterung von grundlegenden Ansätzen zur numerischen Berechnung turbulenter Unter- und Überschallströmungen in Gasturbinen*

Universität Karlsruhe, Dissertation, 1994

Bernhard, D., Schießler, W.:

*ALISA - ein Leistungsanalysemodell zur Auswertung von Meßdaten des Turbostrahltriebwerks Larzac 04*

Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe, Institutsbericht LRT-WE12-89/5, 1989



Bernhard, D.:

*Stabilitätsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter dem Einfluß von Eintrittsstörungen*

Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe,

Institutsbericht LRT - WE 12 - 93/07, 1993

Bernhard, D.:

*Untersuchungen zum Einfluß kombinierter Drall- und Totaldruck-Eintrittsstörungen auf das*

*Stabilitätsverhalten von Turbostrahltriebwerken*

Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1999

Billig, F.S., Baurle, R.A., Tam, C.-J., Wornom, S.F.:

*Design and Analysis of Streamline Traced Hypersonic Inlets*

AIAA-99-4974, 1999

Bissinger, N.C., Lotter, K.:

*Einlauf-Triebwerksverträglichkeit*

Luftfahrttechnisches Handbuch, Band Triebwerkstechnologie, Ausgabe A, 1984

Blankson, I., Snyder, C.:

*Anatomy of a Hypersonic Airbreather: A Turbine Based Combined-Cycle Hypersonic Cruise*

*Application/Vehicle*

99-7025, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September 5-10, Florence, 1999

Boussinesq, J.:

*Théorie de l'écoulement tourbillant*

Mém. prés. par div. savant à l'academie des sciences, Paris, Vol. 23, p. 46, 1877

Breitsamter, C.:

*Turbulente Strömungsstrukturen an Flugzeugkonfigurationen*

Technische Universität München, Dissertation, 1997

Broichhausen, K.-D., Kauke, G.:

*Übertragbarkeit der Kalibrierung von Sonden für verschiedene Reynoldszahlen in Unter- und Überschallströmungen*

RWTH Aachen, Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, Mitteilung Nr.81-08, 1981

Chien, J.Y.:

*Predictions of Channel Boundary Flows with a low Reynolds Number Turbulence Model*

AIAA Journal 20 33-8, 1982

Davis, M., Baker, W., Power, G., Beale, D.:

*A Proposal for Integration of Wind Tunnel and Engine Test Programs for the Evaluation of Airframe-Propulsion Compatibility Using Numerical Simulations*

ASME 99-GT-345, 1999

Depolt, Th., Vinnemeier, F., Koschel, W.:

*Investigation of Minimizing Blockage Effects of Multi-Hole Pressure Probes*

10th Symp. on Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines, Brüssel, 1990

Depolt, Th., Koschel, W.:

*Investigation on Optimizing the Design Process of Multi-Hole Pressure Probes for Transonic Flow with Panel Methods*

IEEE Publication 91CH3028-8, ICIASF'91 – Int. Congr. on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, Rockville, 1991

Döpelheuer, A.:

*Abschätzung des Brennstoffverbrauchs und der NOx-Emission von Überschallverkehrsflugzeugen*

Institut für Antriebstechnik, DLR-Köln, DLR-IB 325-13-94, 1994

Engelund, W.C., Holland, S.D., Cockrell, E.C., Bittner, R.D.:

*Propulsion System Airframe Integration and Aerodynamic Database Development for the HYPER-X Flight Research Vehicle*

99-7215, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September 5-10, Florence, 1999

Esch, T.:

*Zur Integration des Antriebes in ein Hyperschallflugzeug unter besonderer Berücksichtigung der Kräftebilanzierung*

Technische Universität München, Dissertation, 1997

Escher, W.J.D.:

*A U.S. History of Airbreathing/Rocket Combined-Cycle (RBCC) Propulsion for Powering Future Aerospace Transports, with a Look Ahead to the Year 2020*

99-7028, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September 5-10, Florence, 1999

Falempin, F., Serre, L.:

*The French PROMETHEE Program - Main Goals and Status in 1999*

AIAA-99-4814, 1999

Fischer, F.:

*Erzeugung von für Hyperschallantriebe typischen Eintrittsstörungen mittels geeigneter Simulatoren im Einlaufkanal des Triebwerks LARZAC 04 und Ermittlung des stationären Betriebsverhaltens*

Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe, Diplomarbeit 98/5.8, 1999

Freeman, C., Rowe, A.L.:

*Intake Engine Interactions of a Modern Large Turbofan Engine*

ASME 99-GT-344, 1999

- Funqun, C., Wenlan, L., Zongyan, W., Mengzi, C.:  
*An Experimental Investigation of Response of a Turbojet Engine to Inlet Distortion*  
ASME, 85-GT-12, 1985
- Genßler, H.P., Meyer, W., Fottner, L.:  
*Development of Intake Swirl Generators for Turbo Jet Engine Testing*  
AGARD-CP-400, paper 18, 1986
- Graber, E.J., Braithwaite, W.M.:  
*Summary of Recent Investigations of Inlet Flow Distortion Effects on Engine Stability*  
AIAA-74-236, 1974
- Gridley M.C., Walker, S.H.:  
*Inlet and Nozzle Technology for a 21<sup>st</sup> Century Fighter Aircraft*  
ASME 96-GT-244, 1996
- Guo R.W., Seddon J.:  
*The Swirl In An S-Duct of Typical Air Intake Proportions*  
Aeronautical Quarterly, May 1983
- Hadjadj, A., Vandromme, D.:  
*Computational Study of Nozzle-Afterbody Flows with Propulsive Jets*  
Proceedings of the Fourth European Fluid Dynamics Conference, pp 144-150, Athen, September 7-11, 1998
- Heitmeir, F.:  
*SÄNGER Studie - Antrieb -, Phase 1b*  
2. Zwischenbericht 01.01.92 - 30.06.92, Motoren und Turbinen Union München, Technischer Bericht MTUM-B92EP-0002, 1992
- Heitmeir, F.:  
*Combined Cycle Engines for Hypersonic Application*  
86th Symp. of the AGARD-PEP on Advanced Aero-Engine Concepts and Control, Paper 16, Seattle, 25.-29. September, 1995
- Herpel, Th., Fottner, L.:  
*A System for Monitoring, Measurement and Analysis of Transient Performance and Stall Phenomenons of Gas Turbine Engines*  
ICIASF '93 Record, IEEE Publication 93CH3199-7, 1993
- Herpel, Th.:  
*Untersuchungen zum dynamischen Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter Berücksichtigung instationärer Verdichterströmungen nahe der Stabilitätsgrenze*  
Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1995

Hildebrandt, T.:

*Weiterentwicklung von 3D-Navier-Stokes-Rechenverfahren*

Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1998

Hirsch, Ch.:

*Numerical Computation of Internal and External Flows*

Vol. 2: Computational Methods for Inviscid and Viscid Flows, John Wiley & Sons, 1990

Hollmeier, S.:

*Simulation des Betriebsverhaltens von Antrieben für Raumtransporter/Hyperschallflugzeuge*

Technische Universität München, Dissertation, 1997

Höss, B., Fottner L.:

*Experimental Setup, Measurement and Analysis of the Onset of Compressor Flow Instabilities in an Aeroengine*

17th ICIASF, Monterey, Ca, 29. September - 2. Oktober 1997

Höss, B., Leinhos, D., Fottner L.:

*Stall Inception in a Compressor System of a Turbofan Engine*

ASME 98-GT-475, 1998

Höss, B.:

*Zum Einfluß von Eintrittsstörungen auf das dynamische Betriebsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter besonderer Berücksichtigung instabiler Verdichterströmungen*

Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1998

Homung, H.:

*Abgelöste Strömungen*

ZAMM Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 65, Heft 4, T3-T14, 1985

Homung, M., Lentz, S., Friedrich, W., Staudacher, W.:

*Integration und Auswirkungen der Ergebnisse der Teilprojekte des SFB 255 auf den Gesamtentwurf eines transatmosphärischen Raumtransportsystems (HTSM)*

Seminar des Sonderforschungsbereiches 1999, TU München, 2000

Hourmouziadis, J.:

*Aerodynamic Design of Low Pressure Turbines*

AGARD-LS-167, Nr. 8/1-40, 1989

Hummel, D., Redeker, G.:

*Über den Einfluß des Aufplatzens der Wirbel auf die aerodynamischen Beiwerte von Deltaflügeln mit kleinem Seitenverhältnis beim Schiebeflug*

Jahrbuch der WGLR 1967, S. 232 - 240, Braunschweig, 1967

---

Hummel, D.:

*Zur Umströmung scharfkantiger schlanker Deltaflügel bei großen Anstellwinkeln*  
Zeitschrift für Flugwissenschaften 15, Heft 10, 1967

Jahnen, W.:

*Untersuchung von Strömungsinstabilitäten in einem mehrstufigen Axialverdichter unter dem Einfluß von Eintrittsstörungen*  
Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1998

Jameson, A. Baker, T.J.:

*Multigrid Solution of the Euler Equations for Aircraft Configurations*  
AIAA Paper 84-0093, 1984

Jarnot, T.:

*Numerische Simulation des Strömungsverhaltens im Einlauf eines Hyperschall-Kombinationstriebwerks mittels des Programmpakets FINE/Turbo*  
Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe, Diplomarbeit 97/1.13, 1997

Kato, M., Launder, B.E.:

*The Modelling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Square Cylinders*  
9<sup>th</sup> Symp. on Turbulent Shear Flows, Koyoto, paper 10-4, 1993

Koelle, D.E., Kuczera, H.:

*SÄNGER Space Transportation System – Progress Report 1990*  
41<sup>st</sup> Congress of the Int. Astronautical Federation, Dresden, IAF Paper 90-175, 1990

Kopp, S., Hollmeier, S., Rick, H., Herrmann, O.:

*Airbreathing Hypersonic Propulsion System Integration within FESTIP FSSC-12*  
AIAA-99-4813, 1999

Kopp, S.:

*Dynamische Echtzeit-Leistungssyntheserechnung mit Sekundär- und Störeffekten für Hyperschall-Luftstrahlantriebe*  
Technische Universität München, Dissertation, 2000

Künkler, H., Tönskötter, H.:

*Zum Einfluß stationärer Temperatur- und Druckstörungen auf die Strömungsverhältnisse in einem installierten, vielstufigem Strahltriebwerksverdichter*  
Zeitschrift für Flugwissenschaft und Weltraumforschung 3, Heft 6, S. 360-378, 1979

Kurzke, J.:

*GasTurb 7.0 - User's Manual*  
1996

Kurzke, J.:

*SmoothC - User's Manual*

Version 5.5, Januar, 1993

Lam, C.G., Bremhorst, K.A.:

*Modified Form of the k- $\epsilon$  Model for Prediction of Wall Turbulence*

Journal of Fluid Engineering, Vol. 103, pp.456-460, 1981

Launder, B.E., Spalding, D.B.:

*The Numerical Computation of Turbulent Flows*

Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. Vol. 3, pp269-289, 1974

Launder, B.E., Sharma, B.I.:

*Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disc*

Letters in Heat and Mass Transfer 1, pp131-138, 1974

Leinhos, D.C., Schmid, N.R., Fottner, L.:

*The Influence of Transient Inlet Distortions on the Instability Inception of a Low Pressure Compressor in a Turbofan*

ASME Turbo Expo Land Sea and Air 2000, ASME 2000-GT-0505, 2000

Leinhos, D.C., Höss, B., Fottner, L.:

*Rotating Stall Inception with Inlet Distortion in the Low Pressure Compressor of a Turbofan Engine*

Proceedings of the 19<sup>th</sup> Symposium "Aircraft Integrated Monitoring Systems", Garmisch-Partenkirchen, 1998

Maita, M., Kubota, H.:

*Japanese Spaceplane / RLV Programme*

Plenary paper, 9<sup>th</sup> International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference, 1999

Mayle, R.E.:

*The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines*

ASME 91-GT-261, 1991

Mehalic, M.C., Lottig, R.A.:

*Steady-State Inlet Temperature Distortion Effects on the Stall Limits of a J85-GE-13 Turbojet Engine*

NASA TM X-2290, 1974

Mehalic, M.C.:

*Off-Spatial Inlet Temperature and Pressure Distortion on Turbofan Engine Stability*

AIAA-88-3016, 1988

- 
- Mehta, P.P., Evans, J.W., Ludwig, A.L.:  
*Determining the Affordability of Advanced Propulsion Systems*  
ASME 99-GT-393, 1999
- Meyer, W.:  
*Untersuchungen zum Einfluß von Einlaufdrallstörungen auf das stationäre Betriebsverhalten von Turbostrahltriebwerken*  
Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1988
- Moore, C.A., Kline, S.J.:  
*Some Effects of Vanes and of Turbulence in Twodimensional wide-angle Subsonic Diffusors*  
NACA Report, 1958
- Moses, P.L., Bouchard, K.A., et al.:  
*An Airbreathing Launch Vehicle Design with Turbine-Based Low-Speed Propulsion and Dual Mode Scramjet High-Speed Propulsion*  
AIAA-99-4948, 1999
- Müller, J.-E.:  
*Numerische und experimentelle Untersuchungen des Strömungsfeldes im Einlaufkanal eines Hyperschall-Kombinationstriebwerks*  
Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1996
- Müller, J.-E., Fottner, L.:  
*Numerical and Experimental Investigation of the Flow Field inside the Intake Duct of a Combined Cycle Engine for Hypersonic Flight*  
Symp. on Computational Fluid Dynamics in Aeropropulsion 1995 ASME Int. Mech. Eng. Congress & Exp., San Francisco, AD-Vol.49, pp 157-168, 1995
- Muggli, W.:  
*Modulares universelles Syntheseprogramm zur Berechnung des Leistungs- und Betriebsverhaltens von Gasturbinentriebwerke*  
interner Bericht, Lehrstuhl für Flugantriebe, TU München, 1982
- Münzberg, H.G., Kurzke, J.:  
*Gasturbinen Betriebsverhalten und Optimierung*  
Springer-Verlag, Berlin, 1977
- Murgatroyd, J.D.:  
*The Development of a new Experimental Facility for the Simulation of Civil Aircraft Air-Intakes at high Reynolds Number*  
ASME 99-GT-232, 1999

Norris, G., Dominy, R.G., Smith, A.D.:

*Flow Instability Within a Diffusing, Annular S-shaped Duct*  
ASME 99-GT-70, 1999

Numeca; N.N.:

*Fine manual, Version 3.1*

NUMECA International s.a., Bruxelles, Belgium, 1999

Pagan, D., Lacau, R.-G.:

*Missile Aerothermodynamics and Propulsion Integration*  
AGARD-R-813, pp10-1 - 10-44, 1996

Palac, D.T.:

*NASA Glenn Research Center's Hypersonic Propulsion Program*  
99-7181, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, Sept. 5-10, Florence, 1999 (1)

Palac, D.T.:

*Air-Breathing Propulsion Relevance to order of Magnitude Launch Cost Reduction*  
AIAA 99-4933, 1999 (2)

Pandolfi, M., D'Ambrosio, D.:

*Upwind Methods and Carbuncle Phenomenon*  
Proceedings of the Fourth European Fluid Dynamics Conference, pp 126-131, Athen,  
September 7-11, 1998

Pazur, W.:

*Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Einfluß von Eintrittsdrallstörungen auf  
das Betriebsverhalten von Flugtriebwerksverdichtern*  
Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1991

Perry, A.E., Hornung, H.:

*Some Aspects of Three-Dimensional Separation*  
Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung, Heft 2, 1984

Povinelli, L.A.:

*Inlet and Propulsion Integration of SCRAM Propelled Vehicles*  
AGARD-R-813, pp9-1 - 9-B-17, 1996

Progorovics, A.:

*Aufbau und Inbetriebnahme einer Freistrahalkalibriereinrichtung für Hitzdraht- und pneumatische  
Stömungsrichtungssonden*  
Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe, Diplomarbeit 96/4.14, 1997

Rausch, V.L., McClinton, C.R., Sitz, J.:

*HYPER-X Program Overview*  
99-7213, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September 5-10, Florence, 1999



- 
- Rausch, V.L., McClinton, C.R., Crawford, L.:  
*HYPER-X: Flight Validation of Hypersonic Airbreathing Technology*  
97-7024, XIII ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September, 1997
- Reid, C.:  
*The Response of Axial Flow Compressors to Inlet Flow Distortion*  
ASME 69-GT-29, 1969
- Rick, H.:  
*Zur digitalen Simulation des stationären und instationären Betriebs- und Leistungsverhaltens von Flug-Gasturbinen insbesondere von Hubschrauber-Triebwerken*  
Technische Universität München, Habilitationsschrift, 1982
- Rick, H., Muggli, W.:  
*Generalized Digital Simulation Technique with Variable Engine Parameter Input for Steady State and Transient Behaviour of Aero Gas Turbines*  
Advisory Group for Aerospace Research and Development AGARD-CP-32426, Marathon, Griechenland, 1982
- Rosch, T.:  
*Ermittlung der Temperatur- und Druckverläufe im Austritt des Niederdruckverdichters des Triebwerks LARZAC 04 unter für Hyperschallantriebe typischen Eintrittsstörungen und Bestimmung des stationären Triebwerk-Leistungsverhaltens*  
Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe, Diplomarbeit 99/5.13, 2000
- Rudey, R.A., Antl, R.J.:  
*The Effect of Inlet Temperature Distortion on the Performance of a Turbo-Fan Engine Compressor System*  
NASA TM X-52788, NASA, 1970
- Sacher, P.W., Kunz, R., Staudacher, W.:  
*The German Hypersonic Experimental Aircraft Concept*  
AIAA 2<sup>nd</sup> Int. Aerospace Planes Conf., Orlando, 29.-31. Oktober 1990, AIAA 90-0100, 1990
- SAE (N.N.):  
*Gas Turbine Engine Inlet Flow Distortion Guideline*  
Society of Automotive Engineers, Inc., ARP 1420, 1978
- Schlichting H., Gersten K.:  
*Grenzschicht-Theorie*  
9. Auflage, Springer-Verlag, 1982

Schmid, N.R., Fottner, L.:

*Numerische und experimentelle Optimierung des Strömungsfeldes im Einlaufkanal eines Hyperschall-Kombinationstriebwerks*

Seminar des Sonderforschungsbereichs 255 1996, TU München, 1996

Schmid, N.R., Hildebrandt, T., Fottner, L.:

*Numerical Investigation of the Flow Field Inside the Intake-Diffuser of a Combined Cycle Engine for Hypersonic Flight*

Proceedings of the Fourth European Fluid Dynamics Conference, pp 875-881, Athen, September 7-11, 1998

Schmid, N.R., Leinhos, D.C., Fottner, L.:

*Performance of a Turbofan Engine with Inlet Distortions from the Inlet Diffuser of a Combined Cycle Engine for Hypersonic Flight*

99-7076, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September 5-10, Florence, 1999

Schmid, N.R., Leinhos, D.C., Fottner, L.:

*Steady Performance Measurements of a Turbofan Engine with Inlet Distortions Containing Co- and Counter-Rotating Swirl from an Inlet Diffuser for Hypersonic Flight*

ASME Turbo Expo Land Sea and Air 2000, ASME 2000-GT-0011, 2000 (1)

Schmid, N.R., Scheidler, S., Leinhos, D.C., Fottner, L.:

*Stationäres Leistungsverhalten eines Turbostrahltriebwerks unter Eintrittsstörungen mit CO- und COUNTER-rotierenden Wirbeln aus einem Einlaufdiffusor für den Hyperschallflug*

Seminar des Sonderforschungsbereichs 255 1999, TU München, 2000 (2)

Schneider, A., Koschel, W.W.:

*Detailed Analysis of a Mixed Compression Hypersonic Intake*

99-7036, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September 5-10, Florence, 1999

Schulte, D., Henckels, A., Neubacher, R.:

*Manipulation of Shock/Boundary Layer Interactions in Hypersonic Inlets*

99-7038, XIV ISABE, Int. Society for Airbreathing Engines, September 5-10, Florence, 1999

Schwab, R.R.:

*HYTEX Feasibility Considerations for a Hypersonic Flying Testbed, Final Report*

– Propulsion –

Motoren und Turbinen Union München, Technischer Bericht MTUM-B91EP-0001, 1991

Schwarz, C.:

*Windkanal-Messungen zur Optimierung des Strömungsfeldes im Modell-Einlaufkanal eines Hyperschall-Kombinationstriebwerkes mittels Geometriebeeinflussung im Bereich der Rampen*

Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe, Diplomarbeit 97/5.2, 1997

- 
- Schwarz, C., Schmid, N.R., Fottner, L.:  
*Model Wind-Tunnel Tests for the Optimization of the Flow Field inside the Subsonic Diffuser of an Intake for a Combined Cycle Engine for Hypersonic Flight*  
7<sup>th</sup> European Propulsion Forum, Pau, France, 10-12 March, 1999
- Seddon, J., Goldsmith, E.L.:  
*Intake Aerodynamics*  
W. Collins & Sons, Ltd., London 1985
- Seltsam, M.:  
*Theoretische und experimentelle Untersuchung der Strömung in Weitwinkel-Diffusoren mit Sieben*  
TH-Darmstadt, Dissertation, 1995
- SFB 255, N.N.:  
*Ergebnisbericht 1992 - 1995, Teilprojekt B1*  
Ergebnisbericht des Sonderforschungsbereichs 255, TU München, 1995
- Snecma, N.N.:  
*Technical Documentation GAF T.O. 2J-LARZAC-12-1*  
Turboméca-Snecma, 1988
- Staudacher, W.:  
*Entwurfsproblematik luftatmender Raumtransportsysteme*  
3. Space Course Stuttgart, pp. 63-98, 1995
- Stenning, A.H.:  
*Rotating Stall and Surge*  
Journal of Fluids Engineering, Vol. 102, 1980
- Stocks, C.P., Bissinger, N.C.:  
*The Design and Development of the Tornado Air Intake*  
AGARD CP-301, 1981
- Teusch, R.:  
*Untersuchungen am Verdichtergitter V110 zur Bestimmung der Gittercharakteristik, der Profildruckverteilung und des Strömungsfeldes hinter dem Gitter*  
Universität der Bundeswehr München, Institut für Strahlantriebe,  
Institutsbericht LRT - WE 12 - 97/10, 1997
- Viswanath, K., Govardhan, M.:  
*Effect of Circumferential Inlet Flow Distortion and Swirl on the Flow Field of an Axial Flow Fan Stage*  
ASME 96-GT-263, 1996

---

Vogel, D.T.:

*Numerische Untersuchungen des Mischungsverhaltens von Filmkühlstrahlen in Turbinenströmungen*

Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 1996

Weide van der, E., Issman, E., Deconick, H., Degrez, G.:

*A Parallel Implicit Multidimensional Upwind Cell Vertex Navier-Stokes Solver for Hypersonic Applications*

AGARD-R-813, pp 2B-1 - 2B-12, 1996

Weingartner, S.:

*SÄNGER - The Reference Concept of the German Hypersonics Program*

AIAA/DGLR 5<sup>th</sup> International Aerospace Planes and Hypersonics Technologies Conference, AIAA-93-5161, 1993

Weiß, A. P.:

*Der Einfluß der Profilgeometrie auf die Entwicklung der Sekundärströmung in Turbinengittern*

Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1993

Wilcox, D.C.:

*Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models*

AIAA Journal, Vol.26, pp. 1299-1310

Wunderwald, D.:

*Untersuchungen der Turbulenzstrukturen in hochbelasteten Verdichter- und Turbinengittern*

Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 1995

## 11 Tabellen und Abbildungen

### Tabellen:

- Tab. 3.1: Datensätze der untersuchten Geometrien
- Tab. 3.2: Meßprogramm am Modellwindkanal BLASIUS
- Tab. 4.1: Eigenfrequenzen der Endscheibe des Störsimulators
- Tab. 4.2: Mechanische Spannungen: Festigkeitsrechnung der Endscheibe
- Tab. 4.3: Parametervariation des Deltaflügels für die Strömungsfeldtraversierung
- Tab. 4.4: Zusammenfassung der Störparameter CO-Störung bei  $n_{red,NDV}=95\%$
- Tab. 4.5: Zusammenfassung der Störparameter COUNTER-Störung bei  $\alpha_{Delta}=20^\circ$
- Tab. 5.1: Leistungsparameter des LARZAC 04 C5 im Bodenstandfall bei INA-Bedingungen
- Tab. 6.1: Unterscheidungsfälle der Meßdatenreihen
- Tab. 6.2: Beispieldatensatz zu Berechnung des Totaltemperaturquotienten  $QDT_i$
- Tab. 6.3: Verdrehung der Strömung im Verdichter

### Abbildungen:

- Abb. 2.1: Entwicklung des Verlaufs des Störparameters über dem Sektoranfangswinkel  $\phi_0$
- Abb. 3.1: Technologieträger HYTEX 5.6
- Abb. 3.2: Schnittbild Hyperschall-Kombinationsantrieb
- Abb. 3.3: Hyperschall Einlaufkanal: Stoßlagen für Außenverdichtung (oben) und gemischte Verdichtung (unten)
- Abb. 3.4: Modellwindkanal BLASIUS, Einlaufdiffusor: zweiteilige CFK-Kontur
- Abb. 3.5: Einlaufdiffusor: schematische Ansicht und Außenabmessungen, detaillierte Geometriedaten gemäß Tab. 3.1
- Abb. 3.6: Modellwindkanal BLASIUS: schematische Ansicht
- Abb. 3.7: Messung des Turbulenzgrades im Diffusoreintritt, beide Störkörperreihen 10mm eingedreht (im Bild oben)
- Abb. 3.8: Definition der Bohrungskennziffern und Strömungswinkel an der Fünflochsonde
- Abb. 3.9: Meßwerterfassung MESSMOB2 am Modellwindkanal BLASIUS
- Abb. 3.10: Versuch 1: Anstrichbild ohne Rampeneinschub und ohne Störkörper
- Abb. 3.11: Versuch 1: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten; Messung in Diffusoraustrittsebene
- Abb. 3.12: Versuch 1: Störparameter, Verlauf und Maximalwerte
- Abb. 3.13: Versuch 2: Anstrichbild ohne Rampeneinschub, mit Störkörper
- Abb. 3.14: Versuch 2a: Anstrichbild (nur eine Störkörperreihe stromabwärts)
- Abb. 3.15: Versuch 2: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten; Messung in Diffusoraustrittsebene

- 
- Abb. 3.16: Versuch 2: Störparameter; Verlauf und Maximalwerte
- Abb. 3.17: Versuch 3: Anstrichbild mit Rampeneinschub, ohne Störkörper
- Abb. 3.18: Versuch 4: Anstrichbild mit Rampeneinschub, mit Störkörper
- Abb. 3.19: Versuch 3: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten;  
Messung in Diffusoraustrittsebene
- Abb. 3.20: Versuch 3: Störparameter; Verlauf und Maximalwerte
- Abb. 3.21: Versuch 4: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten;  
Messung in Diffusoraustrittsebene
- Abb. 3.22: Versuch 4: Störparameter; Verlauf und Maximalwerte
- Abb. 4.1: Wirbelbildung an einem schlanken Deltaflügel (Hummel et al., 1967)
- Abb. 4.2: Rechennetz Störsimulator: Topologie und Randbedingungen
- Abb. 4.3: Störsimulator, Rechnung: Bezogener Totaldruck und bezogene  
Quergeschwindigkeiten
- Abb. 4.4: Störsimulator, Rechnung: Störparameter FINE/Turbo
- Abb. 4.5: statische Druckkräfte auf die Endscheibe
- Abb. 4.6: Lage der Eigenmoden der Endscheibe im Frequenzband des NDV
- Abb. 4.7: Auslenkung der Endscheibe: 1. Eigenform
- Abb. 4.8: Anregungsformen bei Fußpunktbeschleunigung
- Abb. 4.9: Einbau des Störsimulators: Blick von vorne in den Einlaufkanal
- Abb. 4.10: Einbau des Störsimulators: Störsiebe auf Siebträgern (oben) und halber  
Deltaflügel an Traversierung und Endscheibe (unten)
- Abb. 4.11: Seitenansicht des integrierten Störsimulators
- Abb. 4.12: Schemazeichnung des Drallmeßrechens und einer Einzelsonde
- Abb. 4.13: Vergleich der bezogenen Quergeschwindigkeiten,  $n_{red,NDV} = 95\%$ ,  $\alpha_{Delta} = 0^\circ - 25^\circ$ ,  
Simulation der CO-Störung
- Abb. 4.14: Vergleich des bezogenen Totaldrucks,  $n_{red,NDV} = 95\%$ ,  $\alpha_{Delta} = 0^\circ - 25^\circ$ , Simulation  
der CO-Störung
- Abb. 4.15: Vergleich der Störparameter,  $n_{red,NDV} = 95\%$ ,  $\alpha_{Delta} = 0^\circ - 25^\circ$ , Simulation der CO-  
Störung
- Abb. 4.16: Vergleich der bez. Quergeschwindigkeiten,  $n_{red,NDV} = 40\% - 95\%$ ,  $\alpha_{Delta} = 20^\circ$ ,  
Simulation der COUNTER-Störung
- Abb. 4.17: Vergleich des bezogenen Totaldrucks,  $n_{red,NDV} = 40\% - 95\%$ ,  $\alpha_{Delta} = 20^\circ$ ,  
Simulation der COUNTER-Störung
- Abb. 4.18: Vergleich der Störparameter,  $n_{red,NDV} = 40\% - 95\%$ ,  $\alpha_{Delta} = 20^\circ$ , Simulation der  
COUNTER-Störung
- Abb. 5.1: Seitenansicht der Triebwerksversuchsanlage (TVA)
- Abb. 5.2: Schnittbild Zweiwellen-Zweikreis-Turbostrahltriebwerk LARZAC 04 C5
- Abb. 5.3: Niederfrequente Instrumentierung mit Bezeichnung der Meßebenen
- Abb. 5.4: Verlustbeiwert  $\overline{\Omega_F}$  des Störsimulators bei  $\alpha_{Delta}=20^\circ$

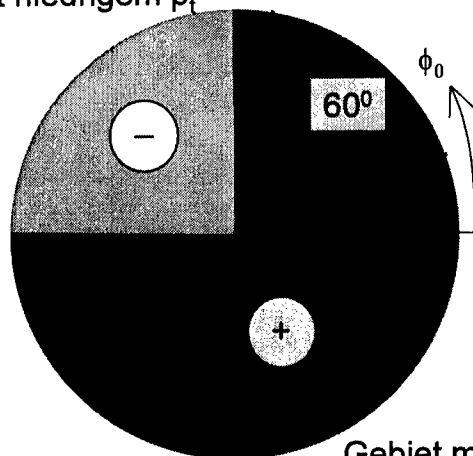
- Abb. 5.5: Positionen der Sonden im Austritt des Niederdruckverdichters, dargestellt in der Strömungsfeldverteilung der Triebwerks- bzw. NDV-Eintrittsebene
- Abb. 5.6: Korrelationen zur Korrektur der gemessenen Totaltemperaturen  $T_{t21}$  über  $n_{red,NDV}$
- Abb. 5.7: Drosselvorrichtung des Zweitkreises: schematische Ansicht (oben) und Photo zusammen mit ellipsoidförmiger, mechanischer Erstkreisdrössel (unten)
- Abb. 6.1: Standfall: Kennfeld des Niederdruckverdichters unter mit- und gegendrehenden Eintrittsstörungen und ungestörter Fall
- Abb. 6.2: Abweichung des Zuströmwinkels  $\beta_{NDV}$  von der Auslegung bei Eintrittsstörung; 3D-Navier-Stokes Rechnung, Auslegungsfall. Querschnitt "clean" ist verkleinert dargestellt.
- Abb. 6.3: relative Wirksamkeit des Störsimulators über der NDV-Drehzahl
- Abb. 6.4: Standfall: Kennfeldausschnitt des Niederdruckverdichters: Pumpgrenze bei transienten Eintrittsstörungen und ungestörter Fall
- Abb. 6.5: Verlauf des Totaltemperaturquotienten  $QDT$ , Fall 0 und Fall 1, Sonden *außerhalb*
- Abb. 6.6: Verlauf des Totaltemperaturquotienten  $QDT$ , Fall 2 und Fall 3, Sonden *innerhalb*
- Abb. 6.7: Verdrehung des Strömungsbildes beim NDV Durchgang: CO-Störung
- Abb. 6.8: Verdrehung des Strömungsbildes beim NDV Durchgang: COUNTER-Störung
- Abb. 6.9: Radial aufgelöste Totaltemperaturen  $T_{t21}$ , Sondenposition *außerhalb*; Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe
- Abb. 6.10: Radial aufgelöste Totaltemperaturen  $T_{t21}$ , Sondenposition *innerhalb*; Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe
- Abb. 6.11: Verlauf der radial aufgelösten Totaltemperaturen  $T_{t21}$ :  $n_{red,NDV}=40\%$ ; Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe
- Abb. 6.12: Verlauf der radial aufgelösten Totaltemperaturen  $T_{t21}$ :  $n_{red,NDV}=76\%$ ; Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe
- Abb. 6.13: Verlauf der radial aufgelösten Totaltemperaturen  $T_{t21}$ :  $n_{red,NDV}=95\%$ ; Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe
- Abb. 6.14: Bezogener Schubverlust (Gl. 6.10), Gesamtverluste durch Eintrittsstörung
- Abb. 6.15: Bezogene Schubverluste (Gl. 6.10), durch Ungleichförmigkeit und Anteil des Druckverlustes
- Abb. 6.16: Änderung des spezifischen Brennstoffverbrauchs SFC (Gl. 6.13)
- Abb. 6.17: Vergleich: COUNTER-Messung und Triebwerksmodell-Rechnung
- Abb. 6.18: Triebwerksmodell-Rechnung: Variation des Störparameters  $DC(60)$ ,  $n_{red,NDV}=90\%$
- Abb. 6.19: Relativer Schubverlust über der Flug-Machzahl; Flughöhe aus Europamission (Staudacher, 1995)
- Abb. 6.20: Einfluß der Eintrittsstörungen auf das Referenzsystem (Hornung et al., 2000)
- Abb. 6.21: Variation des Schubverlustes: Auswirkungen auf Parameter des Referenzsystems
- Abb. 7.1: Qualitätskriterien bei der Netzgestaltung (Hildebrandt, 1998)
- Abb. 7.2: Strukturiertes Multiblock Rechennetz des Einlaufdiffusors

- 
- Abb. 7.3: Wandnahe Stromlinien, Rechnung TASCflow, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.4: Wandnahe Stromlinien, Rechnung TRACE-S, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.5: Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.6: Wandnahe Stromlinien Kanalboden, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.7: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten: TASCflow, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.8: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten: TRACE-S, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.9: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten: FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.10: Verlauf der Störparameter: TASCflow, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.11: Verlauf der Störparameter: TRACE-S, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.12: Verlauf der Störparameter: FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.13: Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation CHIEN
- Abb. 7.14: Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation YANG
- Abb. 7.15: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten: FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation CHIEN
- Abb. 7.16: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten: FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation YANG
- Abb. 7.17: Verlauf der Störparameter: FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation CHIEN
- Abb. 7.18: Verlauf der Störparameter: FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation YANG
- Abb. 7.19: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf hoch
- Abb. 7.20: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf niedrig
- Abb. 7.21: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf hoch
- Abb. 7.22: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf niedrig
- Abb. 7.23: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf hoch
- Abb. 7.24: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf niedrig
- Abb. 7.25: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=1.5$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.26: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=2.0$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.27: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=1.5$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell



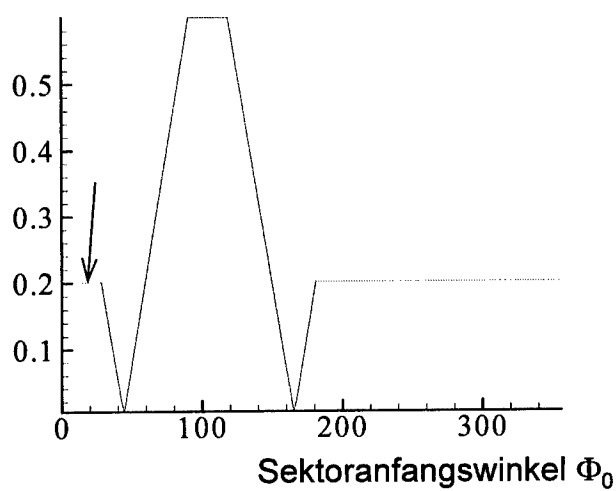
- 
- Abb. 7.28: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=2.0$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.29: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=1.5$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.30: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=2.0$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell
- Abb. 7.31: Modifikation des Flächenverlaufs
- Abb. 7.32: Modifikation des Flächenverlaufs: Rechnernetz, symmetrischer Verlauf
- Abb. 7.33: Modifikation des Flächenverlaufs, ohne Versatz,  $S_l=1.0$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter
- Abb. 7.34: Modifikation des Flächenverlaufs, mit Versatz,  $S_l=1.0$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter
- Abb. 7.35: Modifikation des Flächenverlaufs, mit Versatz,  $S_l=1.5$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter
- Abb. 7.36: Modifikation des Flächenverlaufs, mit Versatz,  $S_l=2.0$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter
- Abb. 7.37: Modifikation des Flächenverlaufs, wandnahe Stromlinien, Darstellung des vollständigen Kanals

Gebiet mit niedrigem  $p_t$



Gebiet mit hohem  $p_t$

$DC(\phi=60, \Phi_0)$



**Abb. 2.1:** Entwicklung des Verlaufs des Störparameters über dem Sektoranfangswinkel  $\Phi_0$

Anmerkung: Auch der Bereich des höheren, hier homogenen Totaldrucks "+" weicht vom Mittel über den gesamten Querschnitt ab. Somit ergibt sich auch für diesen Sektor ein  $DC > 0$ . Siehe hierzu: Kap. 2.2.

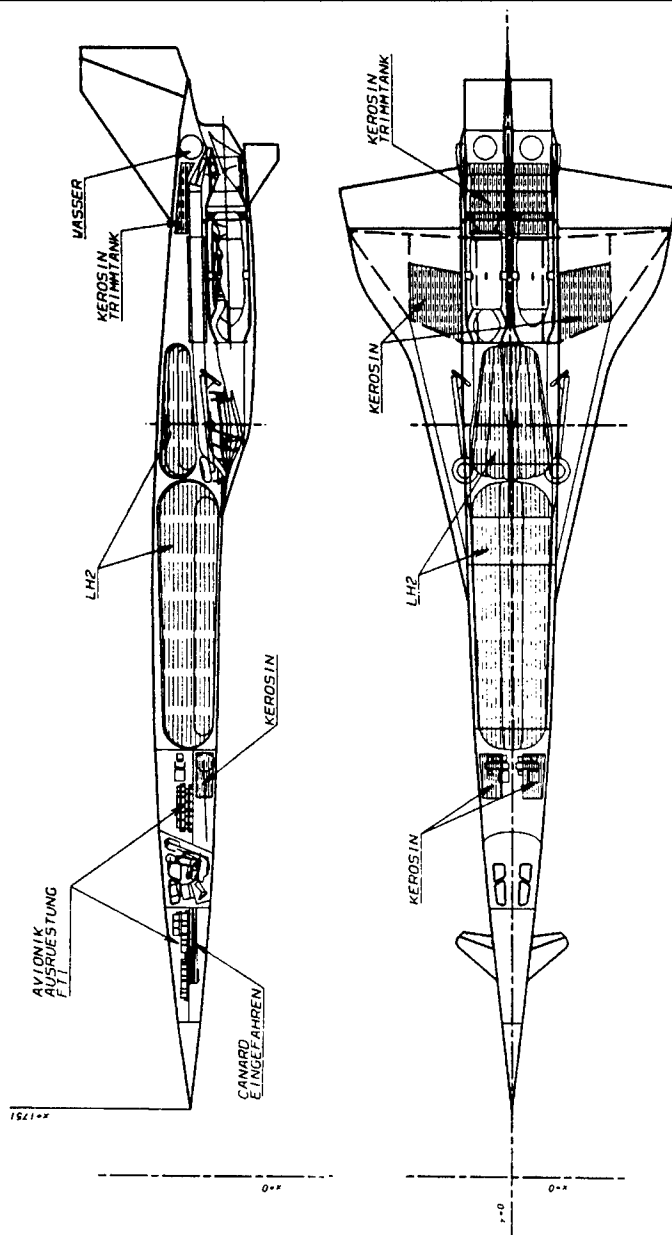
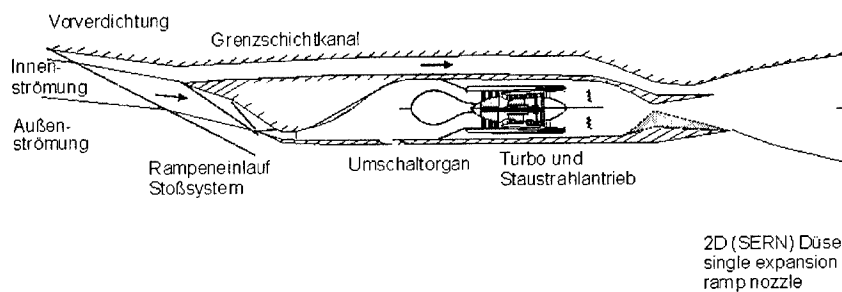


Abb. 3.1: Technologieträger HYTEX 5.6

### Triebwerksquerschnitt HTSM basierend auf SÄNGER



### Triebwerksquerschnitt HTSM basierend auf FESTIP FSSC-12

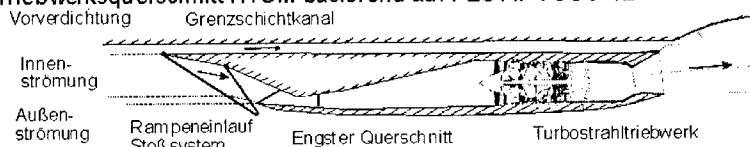


Abb. 3.2: Schnittbild Hyperschall-Kombinationsantrieb

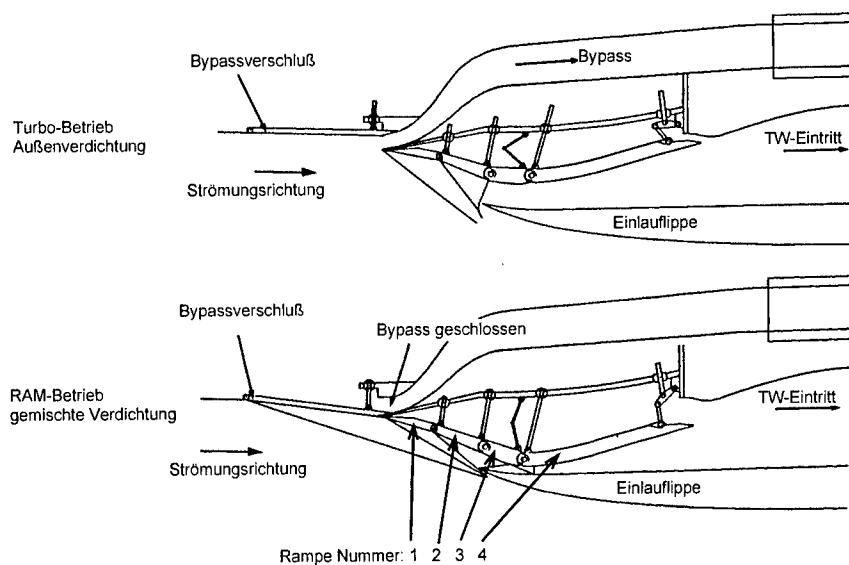


Abb. 3.3: Hyperschall Einlaufkanal: Stoßlagen für Außenverdichtung (oben) und gemischte Verdichtung (unten)

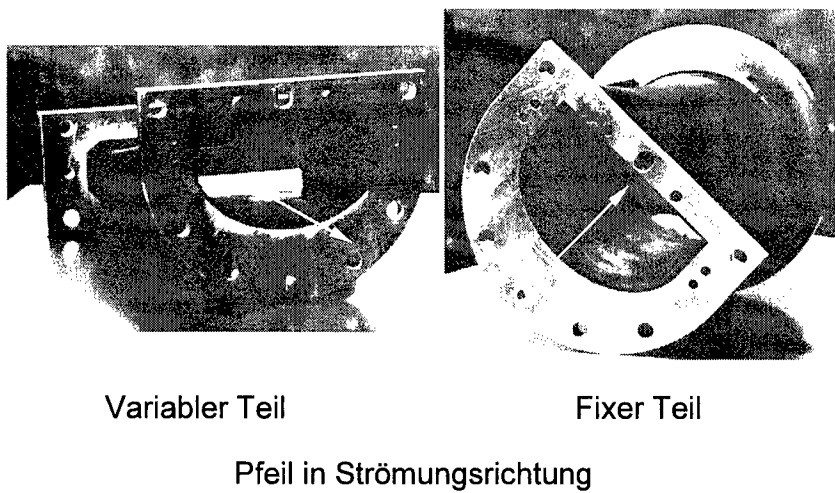


Abb. 3.4: Modellwindkanal BLASIUS, Einlaufdiffusor: zweiteilige CFK-Kontur

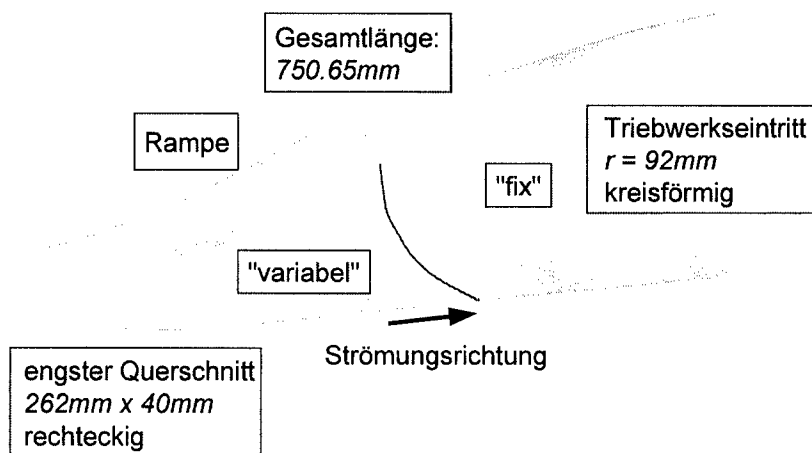


Abb. 3.5: Einlaufdiffusor: schematische Ansicht und Außenabmessungen, detaillierte Geometriedaten gemäß Tab. 3.1



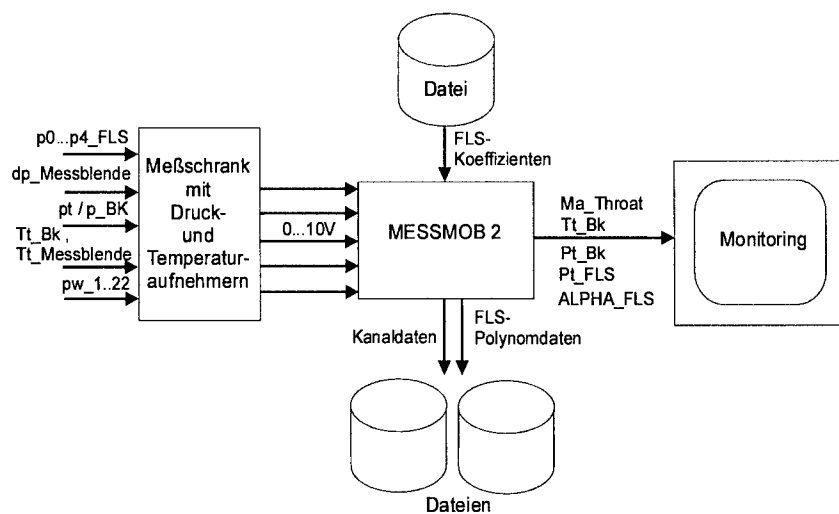
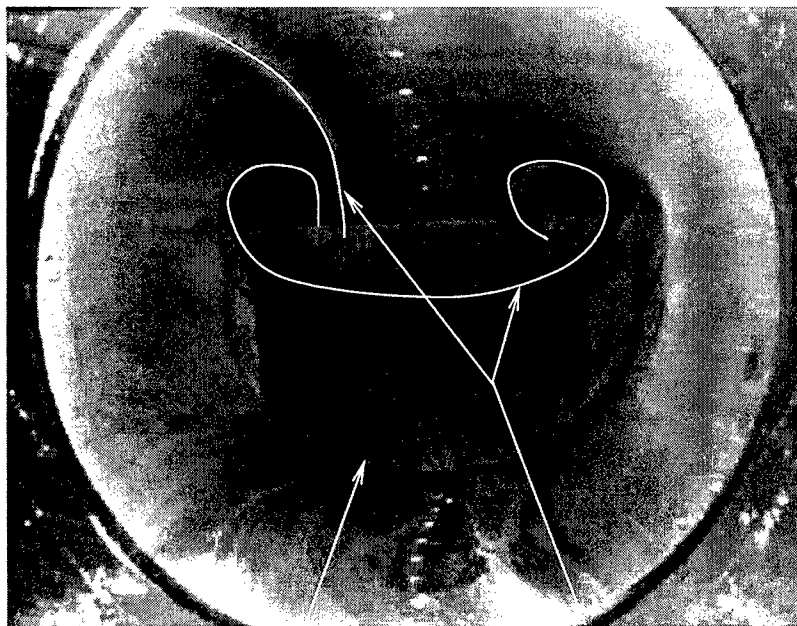


Abb. 3.9: Meßwerterfassung MESSMOB2 am Modellwindkanal BLASIUS



Trennebene variabler und fixer Teil

Ablöselinien

Abb. 3.10: Versuch 1: Anstrichbild ohne Rampeneinschub und ohne Störkörper

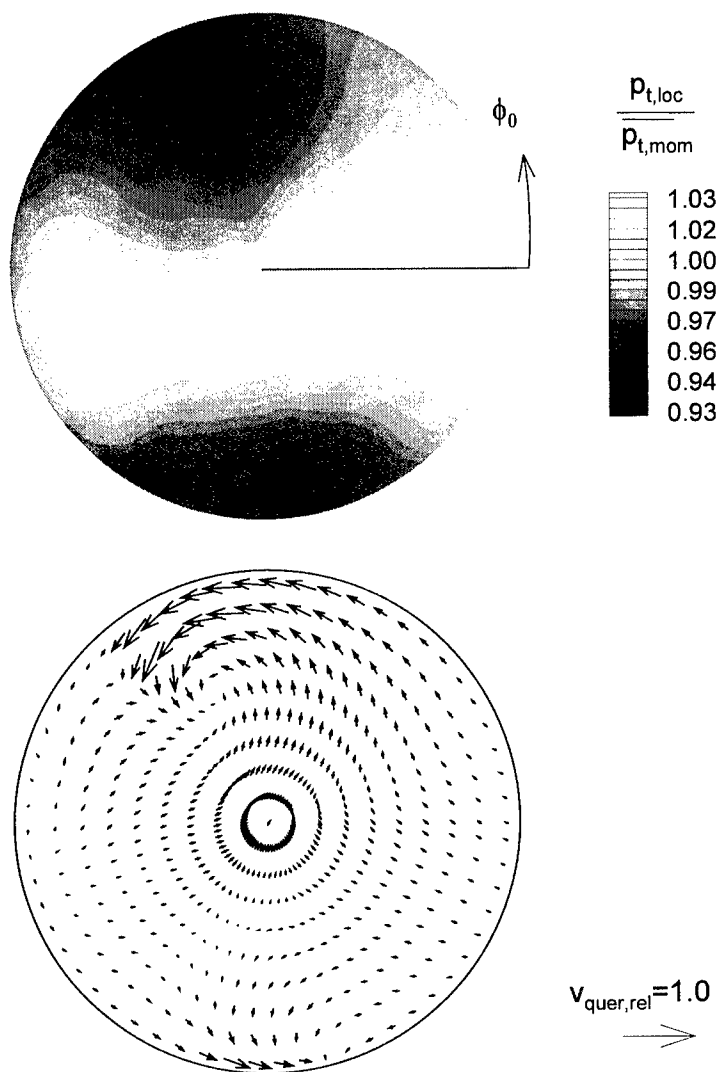
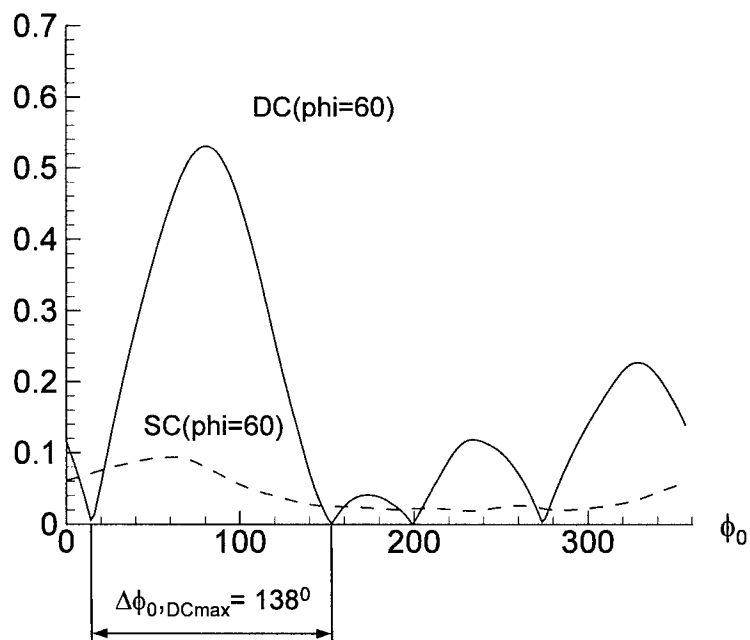


Abb. 3.11: Versuch 1: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten;  
Messung in Diffusoraustrittsebene



DC, SC

**Versuch 1**

DC(60) Maximalwert	0.53
SC(60) Maximalwert	0.10
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	1
Ausdehnung $DC(60)_{max}$	$138^\circ$

Abb. 3.12: Versuch 1: Störparameter; Verlauf und Maximalwerte

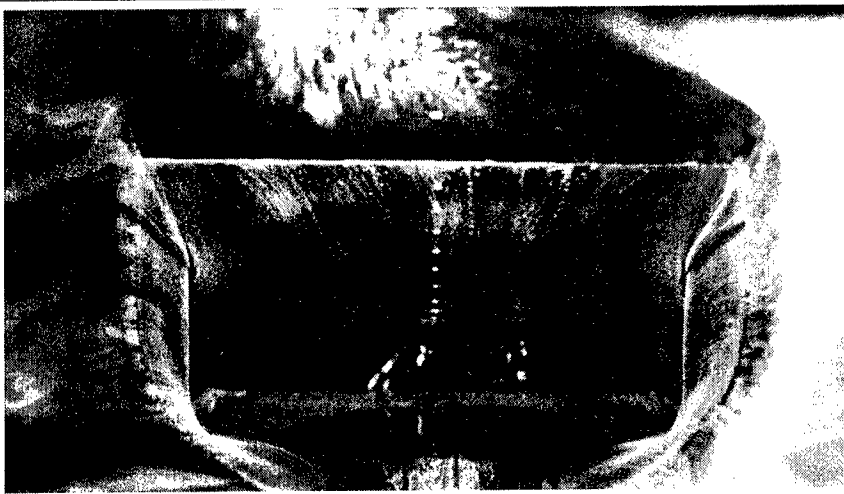


Abb. 3.13: Versuch 2: Anstrichbild ohne Rampeneinschub, mit Störkörper

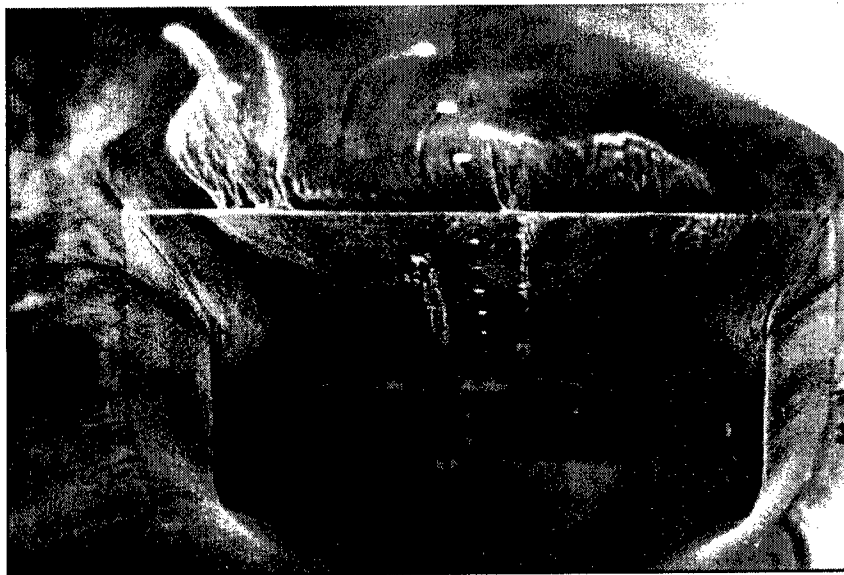


Abb. 3.14: Versuch 2a: Anstrichbild (nur eine Störkörperreihe stromabwärts)

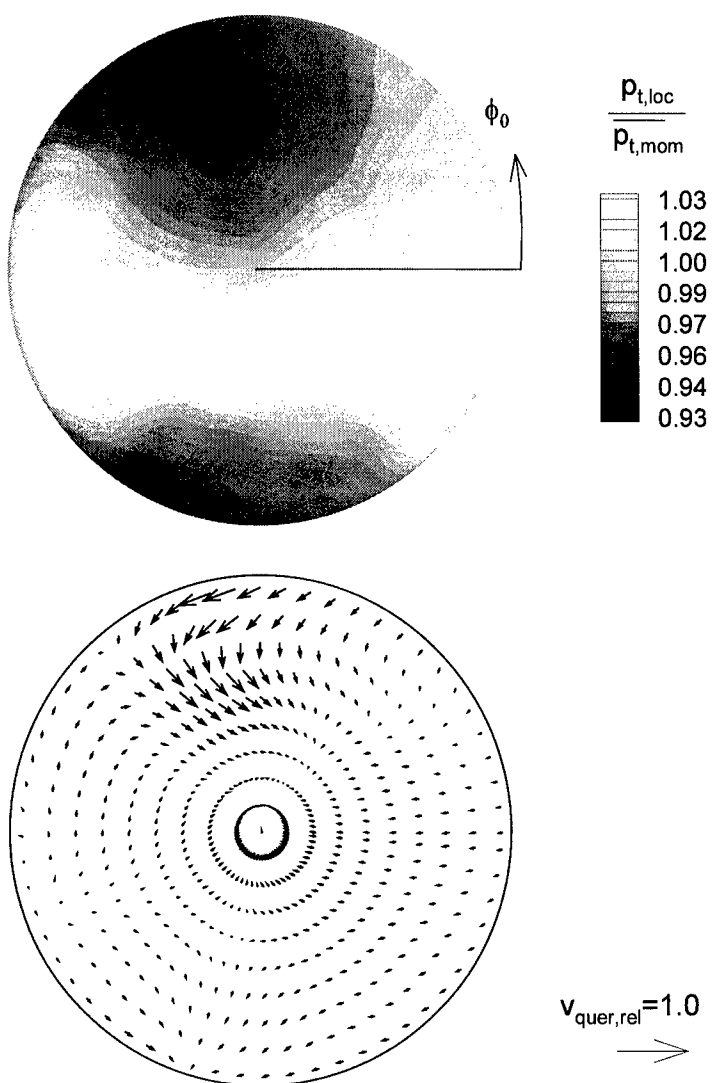
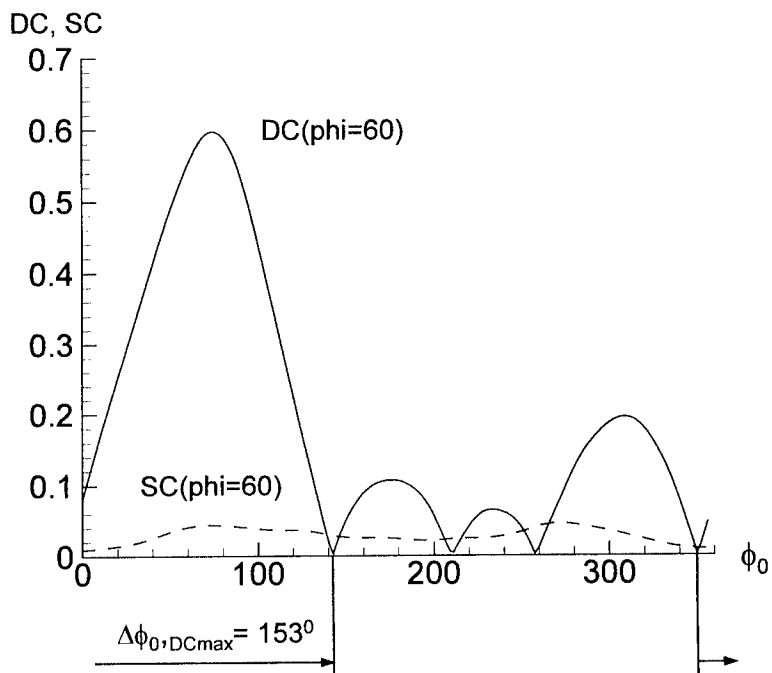


Abb. 3.15: Versuch 2: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten;  
Messung in Diffusoraustrittsebene

**Versuch 2**

DC(60) Maximalwert	0.59
SC(60) Maximalwert	0.05
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	0
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	153°

Abb. 3.16: Versuch 2: Störparameter; Verlauf und Maximalwerte

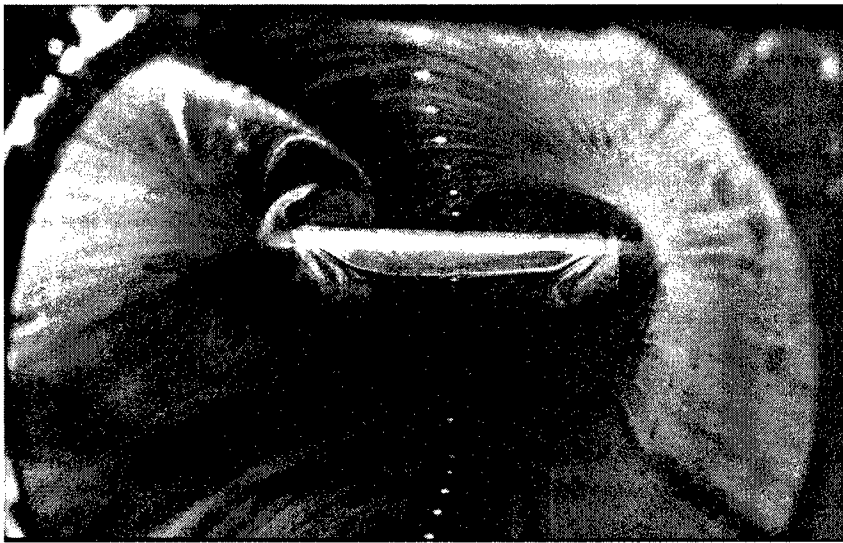


Abb. 3.17: Versuch 3: Anstrichbild mit Rampeneinschub, ohne Störkörper

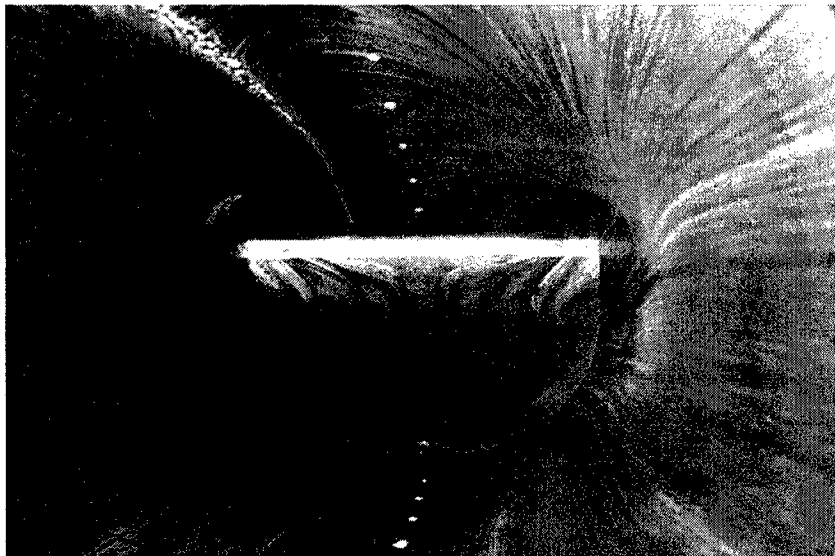


Abb. 3.18: Versuch 4: Anstrichbild mit Rampeneinschub, mit Störkörper

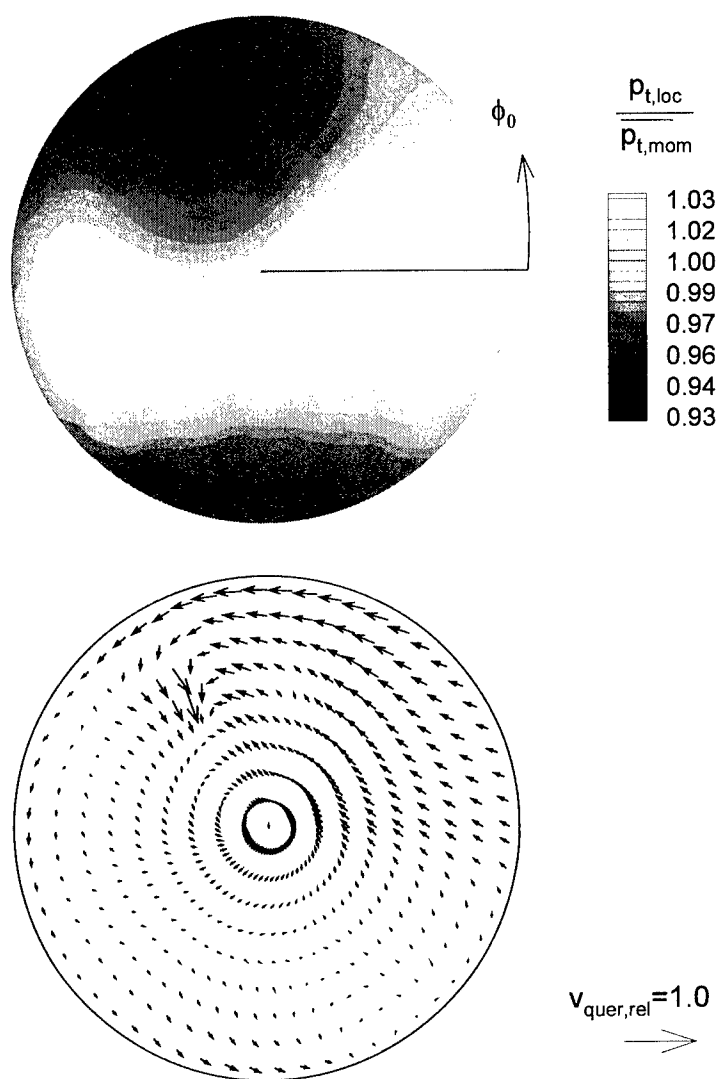
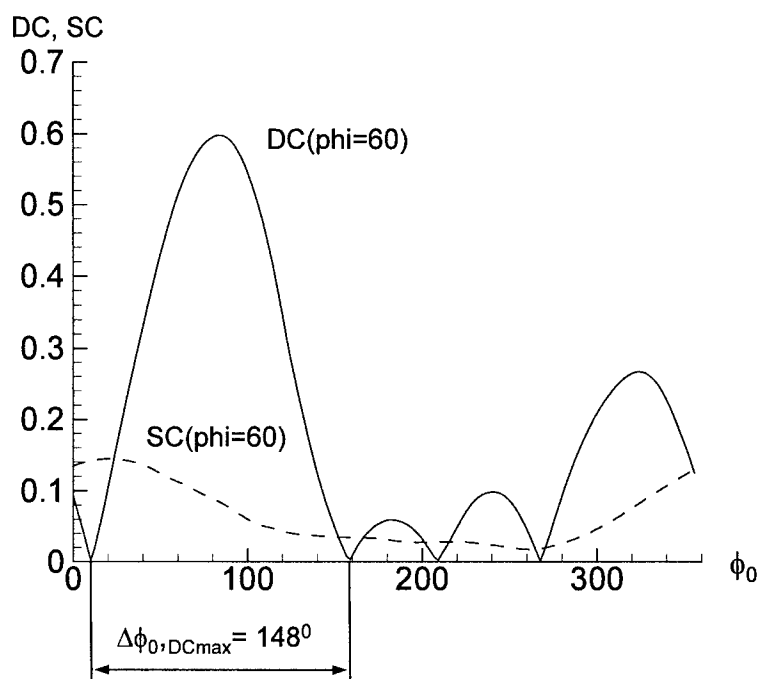


Abb. 3.19: Versuch 3: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten;  
Messung in Diffusoraustrittsebene

**Versuch 2**

DC(60) Maximalwert	0.59
SC(60) Maximalwert	0.14
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	1
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	148°

Abb. 3.20: Versuch 3: Störparameter; Verlauf und Maximalwerte

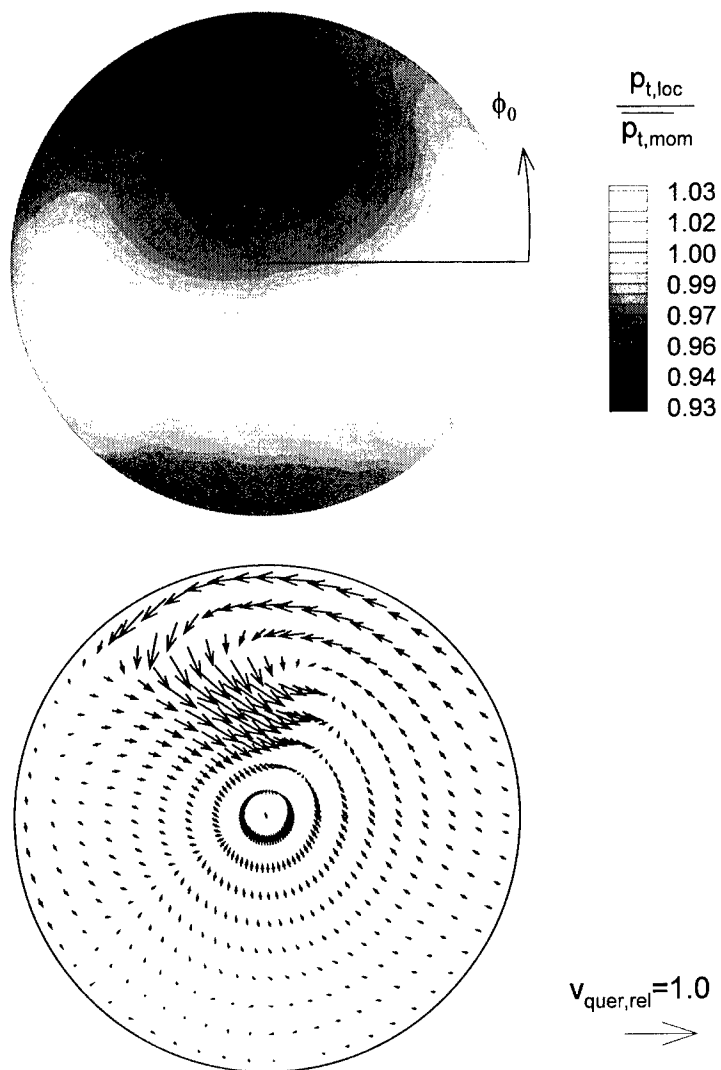
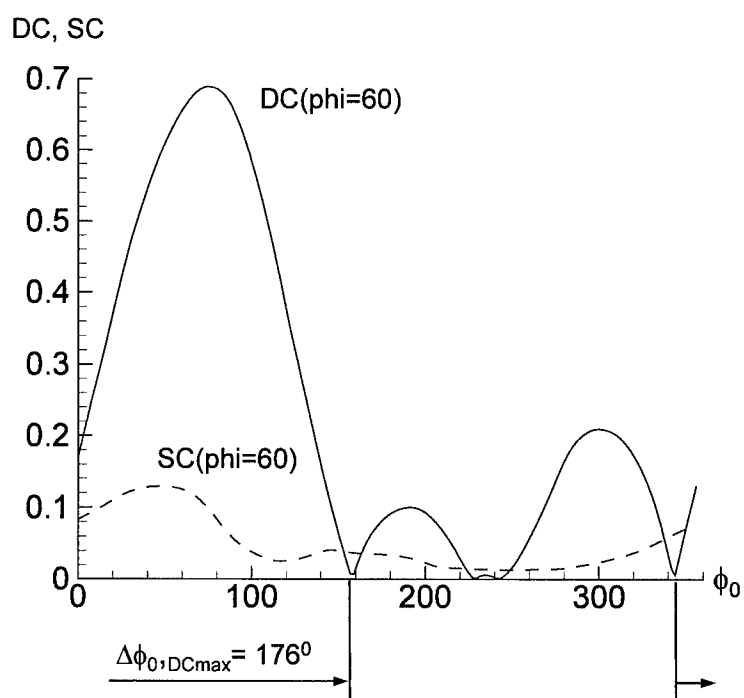


Abb. 3.21: Versuch 4: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten;  
Messung in Diffusoraustrittsebene



**Versuch 2**

DC(60) Maximalwert	0.69
SC(60) Maximalwert	0.13
Anzahl Erhebungen DC(60)	3
Anzahl Erhebungen SC(60)	2
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	176°

Abb. 3.22: Versuch 4: Störparameter; Verlauf und Maximalwerte

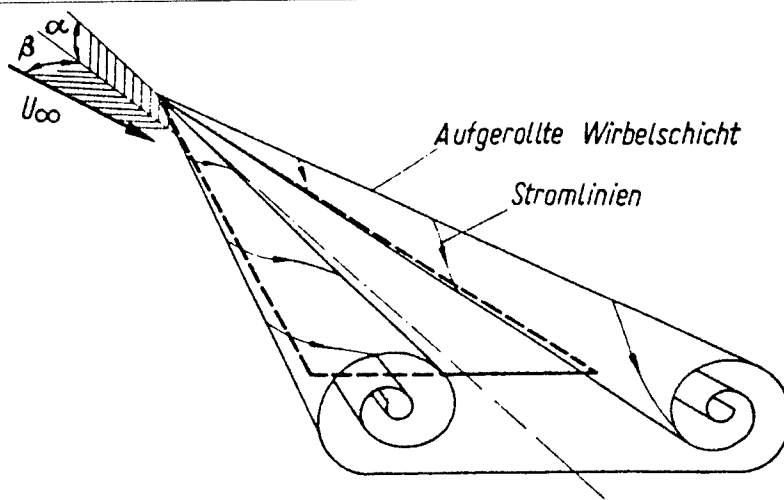


Abb. 4.1: Wirbelbildung an einem schanken Deltaflügel (Hummel et al., 1967)

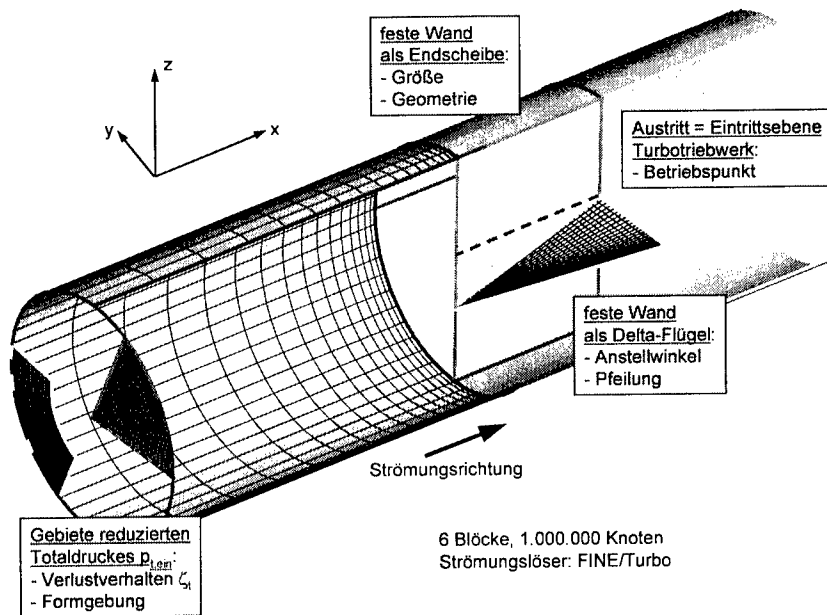


Abb. 4.2: Rechenetz Störsimulator: Topologie und Randbedingungen

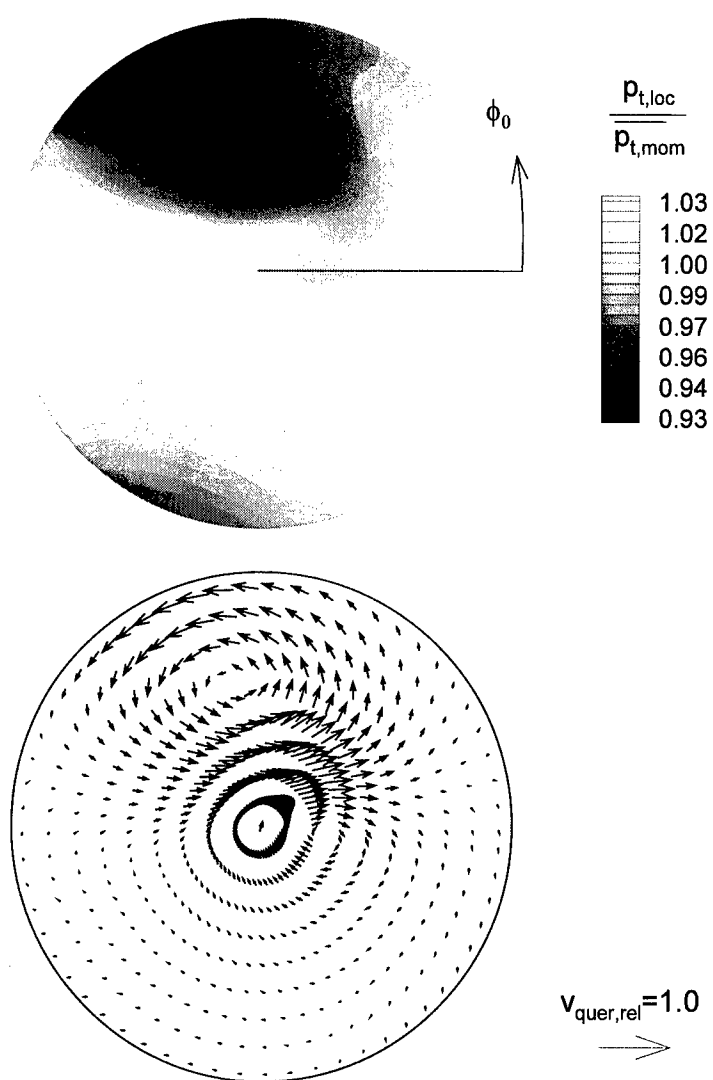
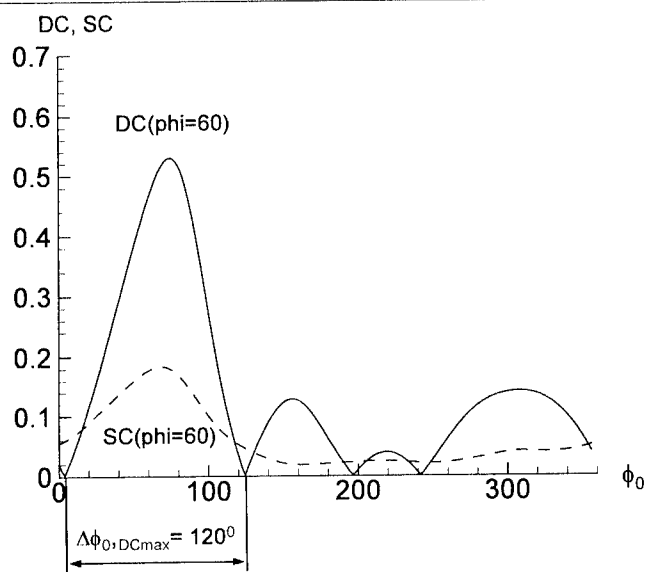


Abb. 4.3: Störsimulator, Rechnung: Bezogener Totaldruck und bezogene Quergeschwindigkeiten

**Delta FINE/Turbo**

DC(60) Maximalwert	0.53
SC(60) Maximalwert	0.18
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	1
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	120°

Abb. 4.4: Störsimulator, Rechnung: Störparameter FINE/Turbo

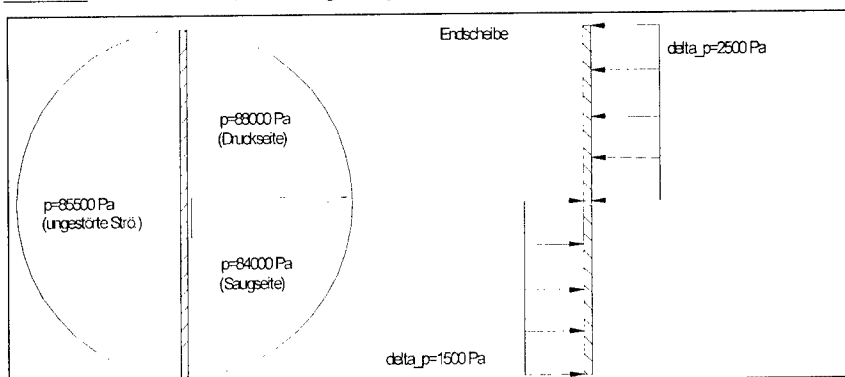


Abb. 4.5: statische Druckkräfte auf die Endscheibe

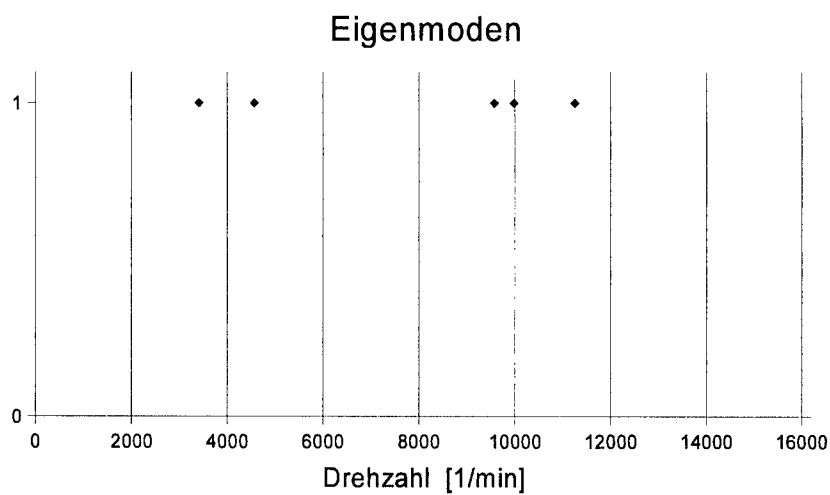


Abb. 4.6: Lage der Eigenmoden der Endscheibe im Frequenzband des NDV

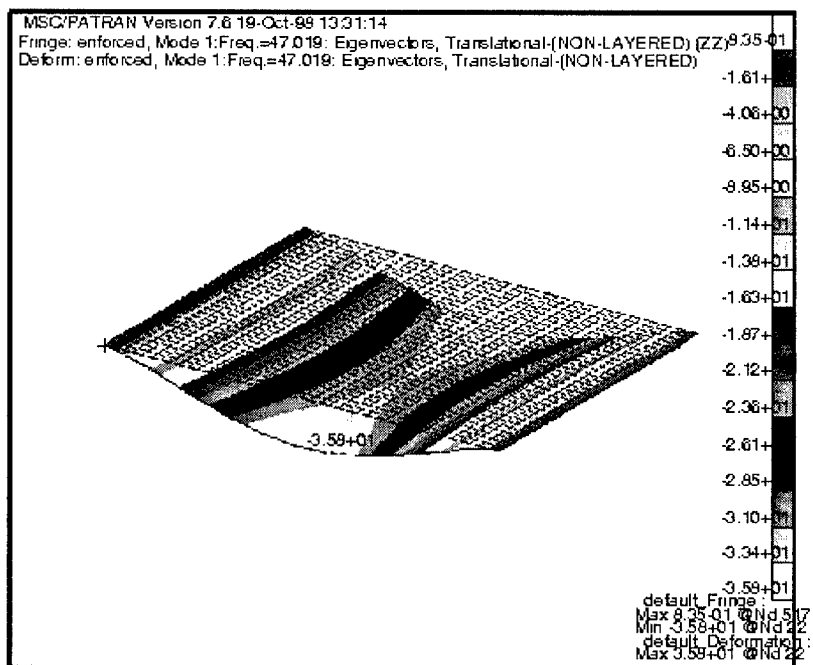


Abb. 4.7: Auslenkung der Endscheibe: 1. Eigenform

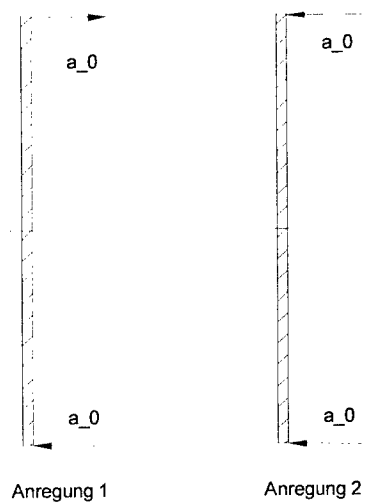


Abb. 4.8: Anregungsformen bei Fußpunktbeschleunigung

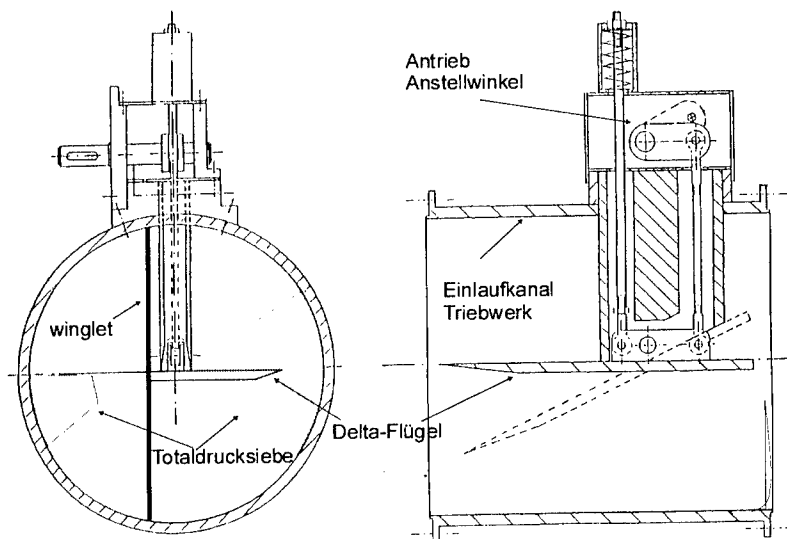


Abb. 4.9: Einbau des Störsimulators: Blick von vorne in den Einlaufkanal

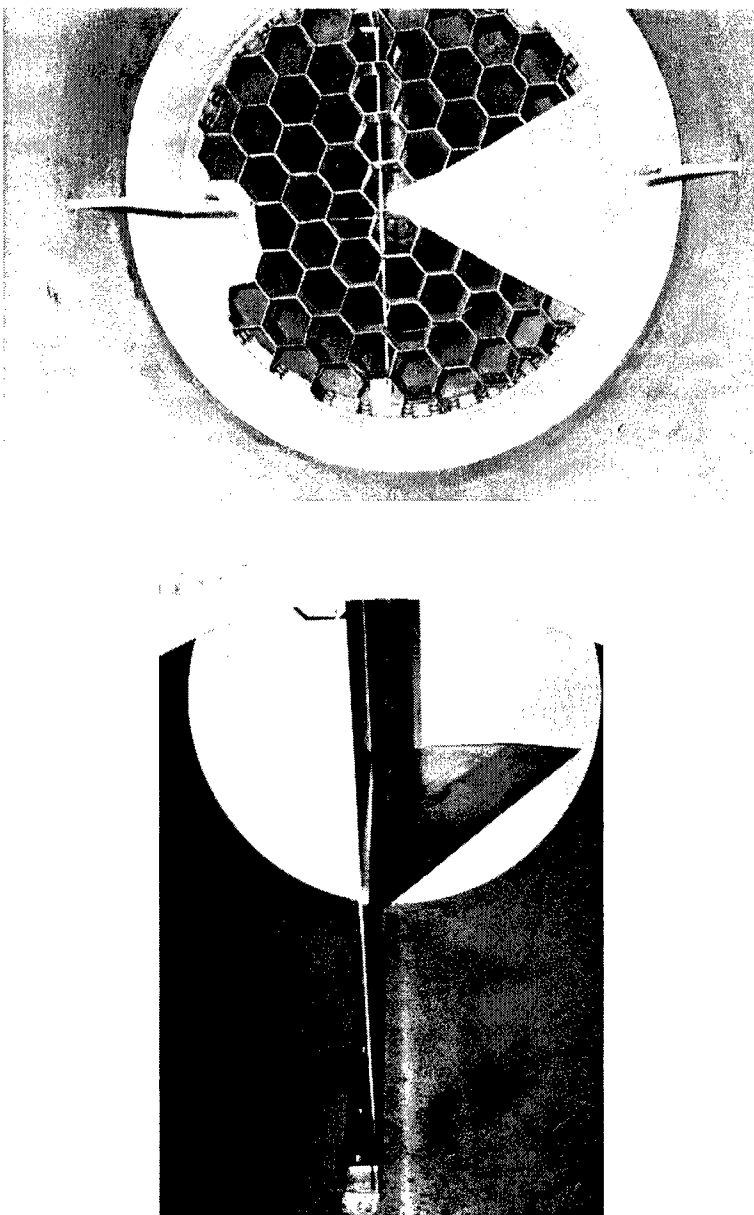


Abb. 4.10: Einbau des Störsimulators: Störsiebe auf Siebträgern (oben) und halber Deltaflügel an Traversierung und Endscheibe (unten)

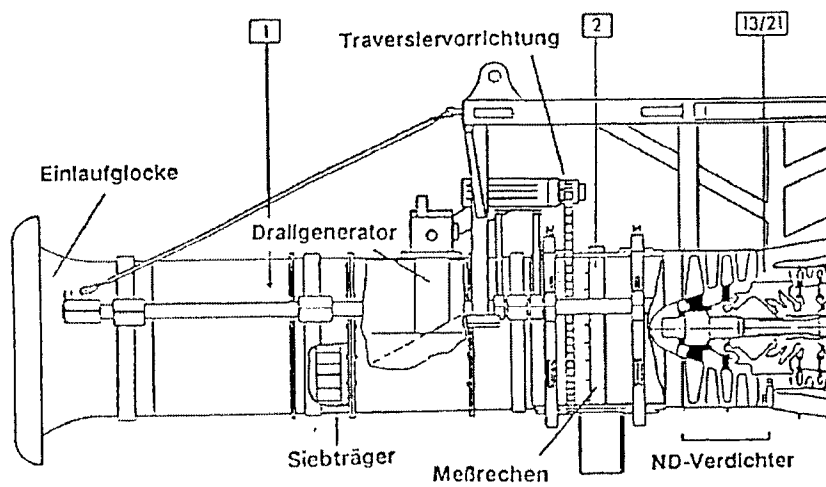


Abb. 4.11: Seitenansicht des integrierten Störsimulators

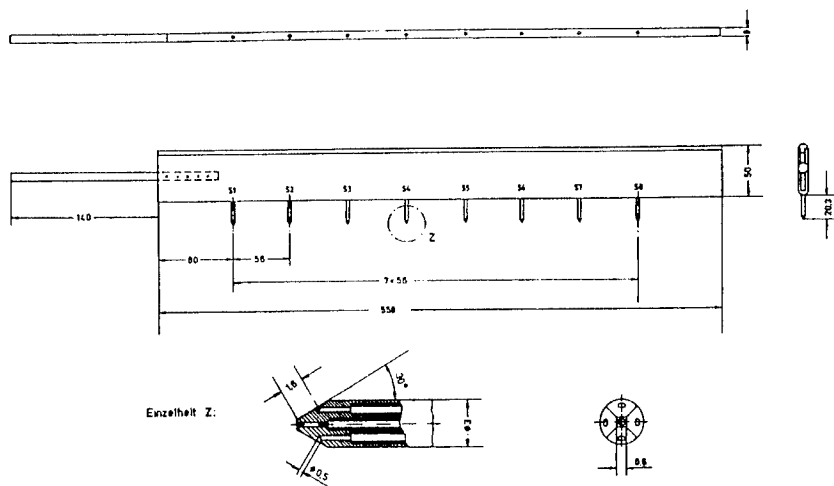
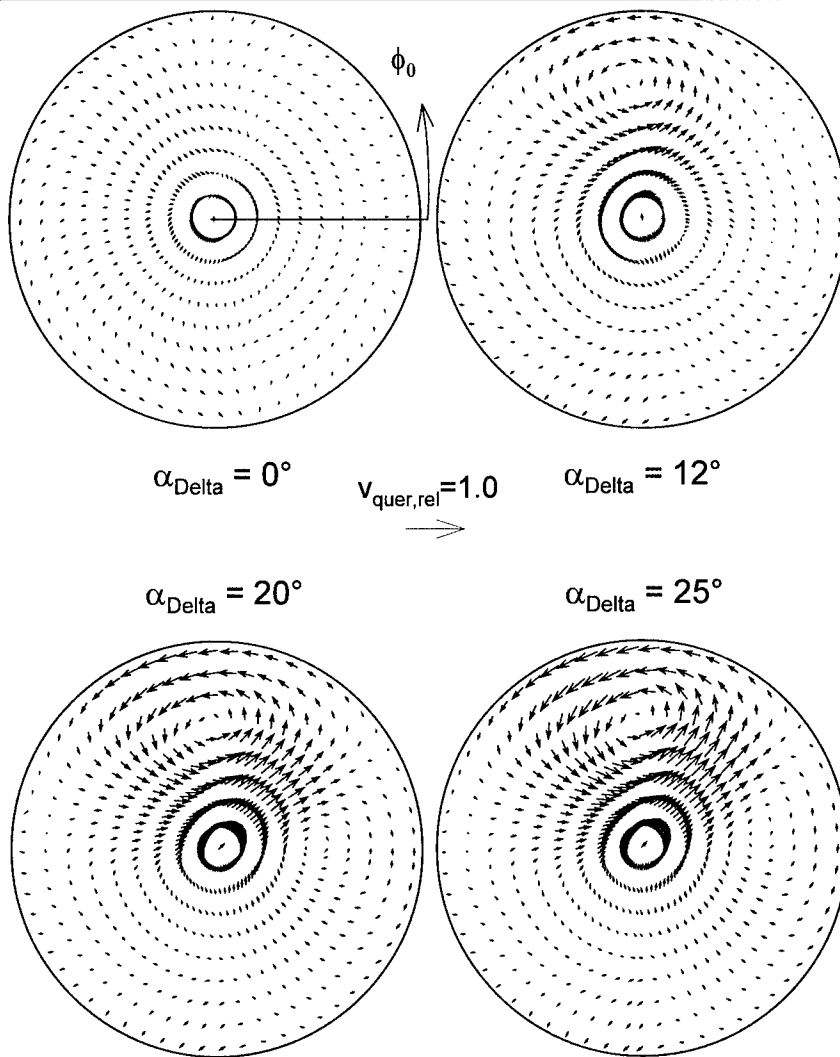
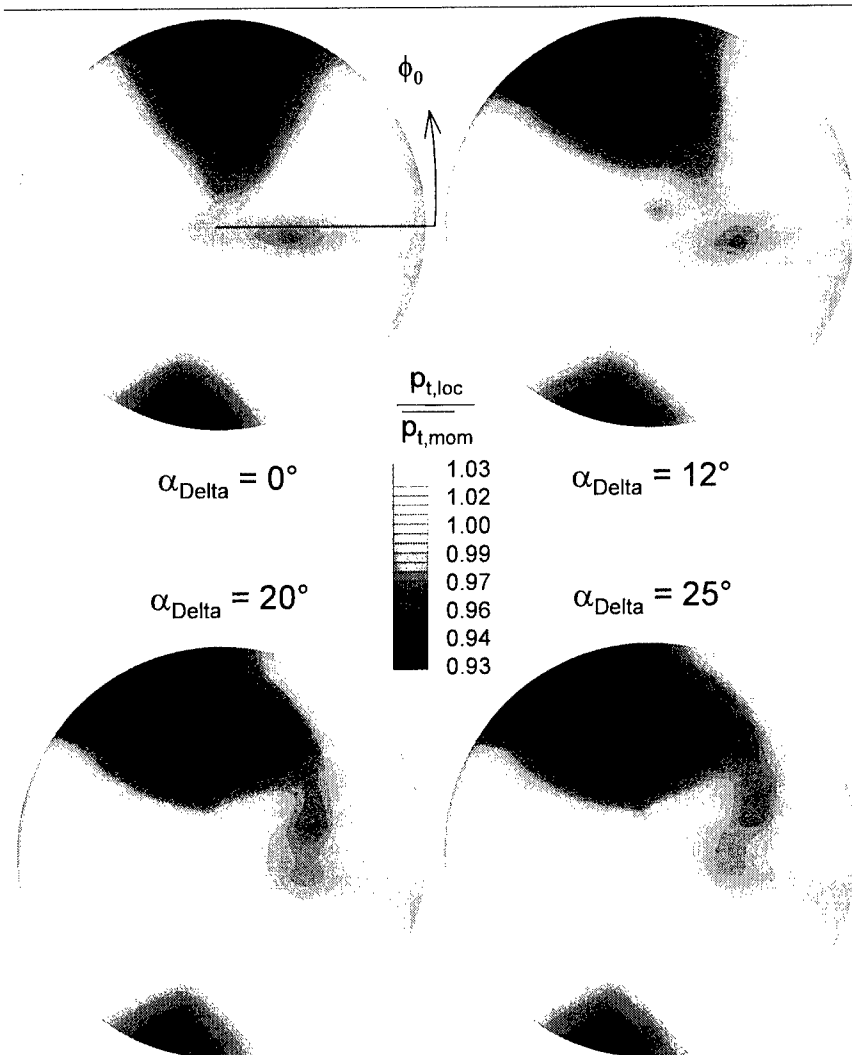


Abb. 4.12: Schemazeichnung des Drallmeßrechen und einer Einzelsonde





**Abb. 4.13:** Vergleich der bezogenen Quergeschwindigkeiten,  $n_{\text{red,NDV}} = 95\%$ ,  $\alpha_{\text{Delta}} = 0^\circ - 25^\circ$ ,  
Simulation der CO-Störung



**Abb. 4.14:** Vergleich des bezogenen Totaldrucks,  $n_{\text{red,NDV}} = 95\%$ ,  $\alpha_{\text{Delta}} = 0^\circ - 25^\circ$ ,  
Simulation der CO-Störung

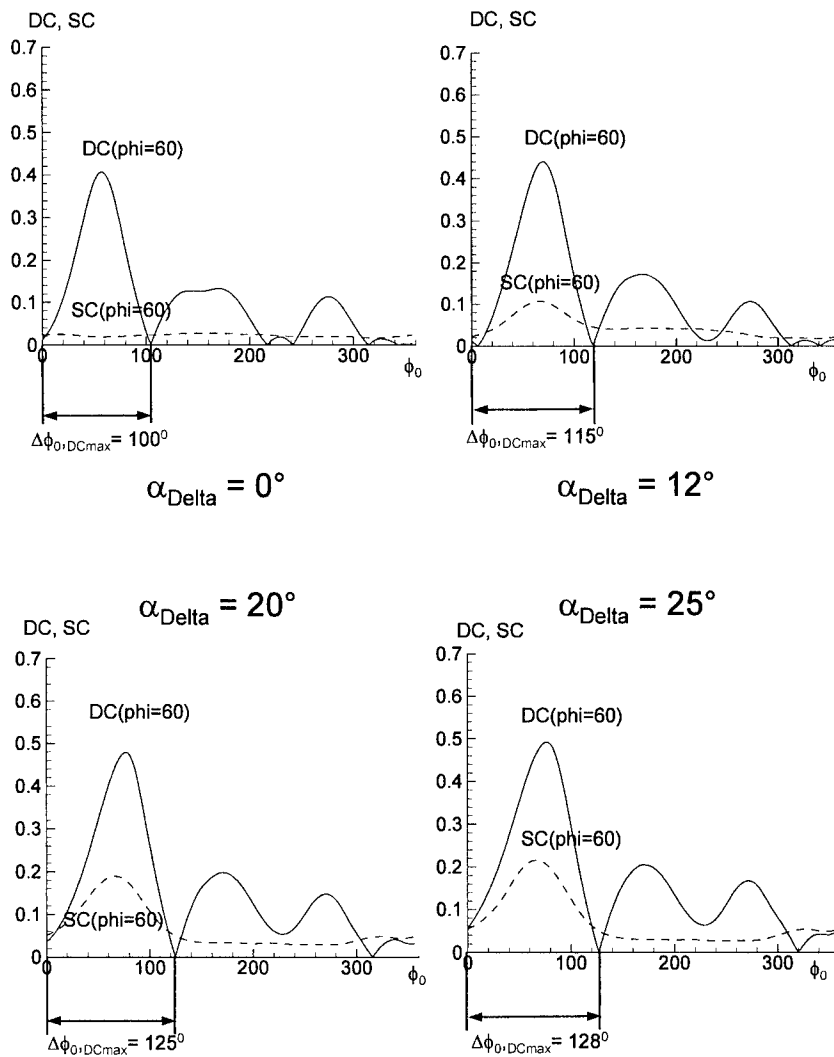


Abb. 4.15: Vergleich der Störparameter,  $n_{red,NIDV} = 95\%$ ,  $\alpha_{Delta} = 0^\circ - 25^\circ$ ,  
Simulation der CO-Störung

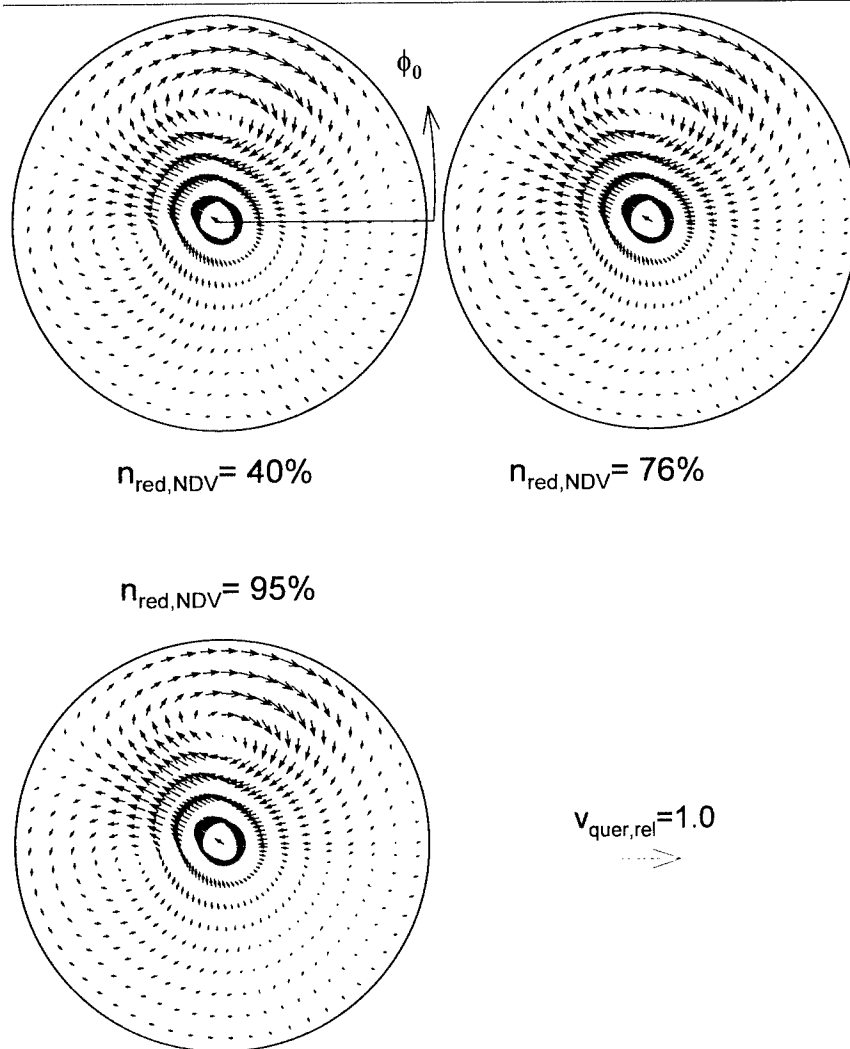


Abb. 4.16: Vergleich der bez. Quergeschwindigkeiten,  $n_{\text{red,NDV}} = 40\% - 95\%$ ,  $\alpha_{\text{delta}} = 20^\circ$ ,  
Simulation der COUNTER-Störung

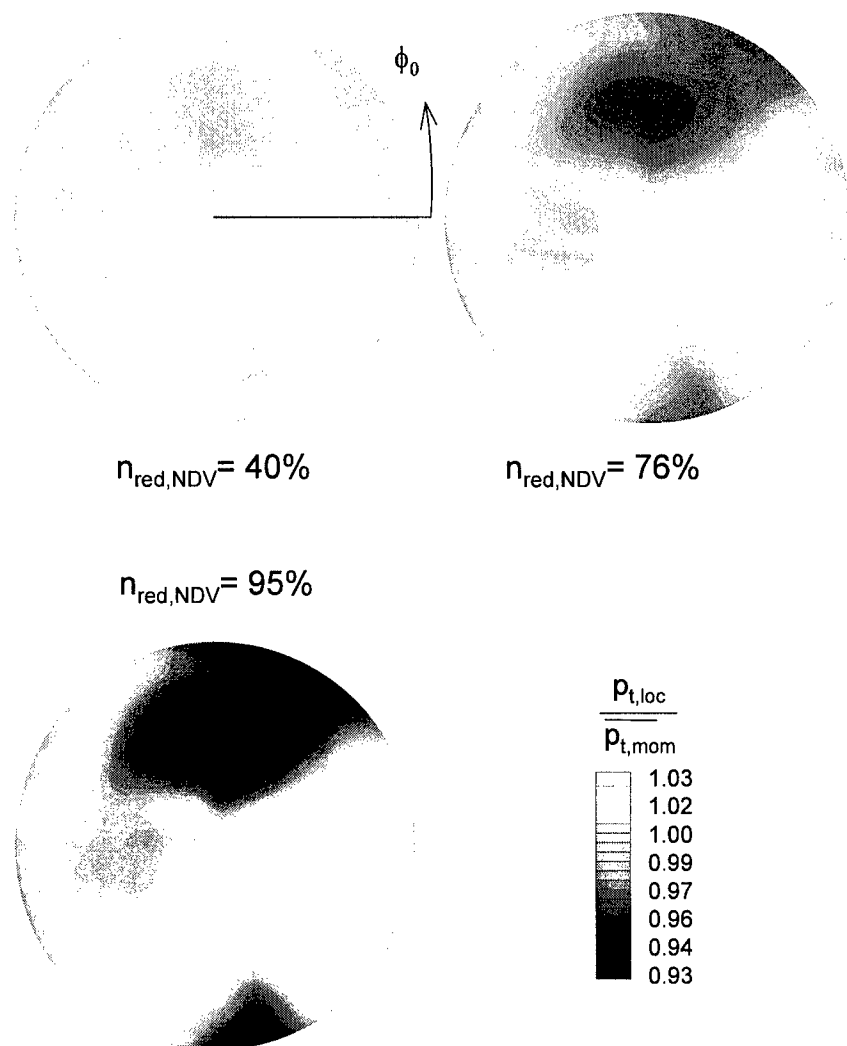


Abb. 4.17: Vergleich des bezogenen Totaldrucks,  $n_{\text{red,NDV}} = 40\% - 95\%$ ,  $\alpha_{\text{Delta}} = 20^\circ$ , Simulation der COUNTER-Störung

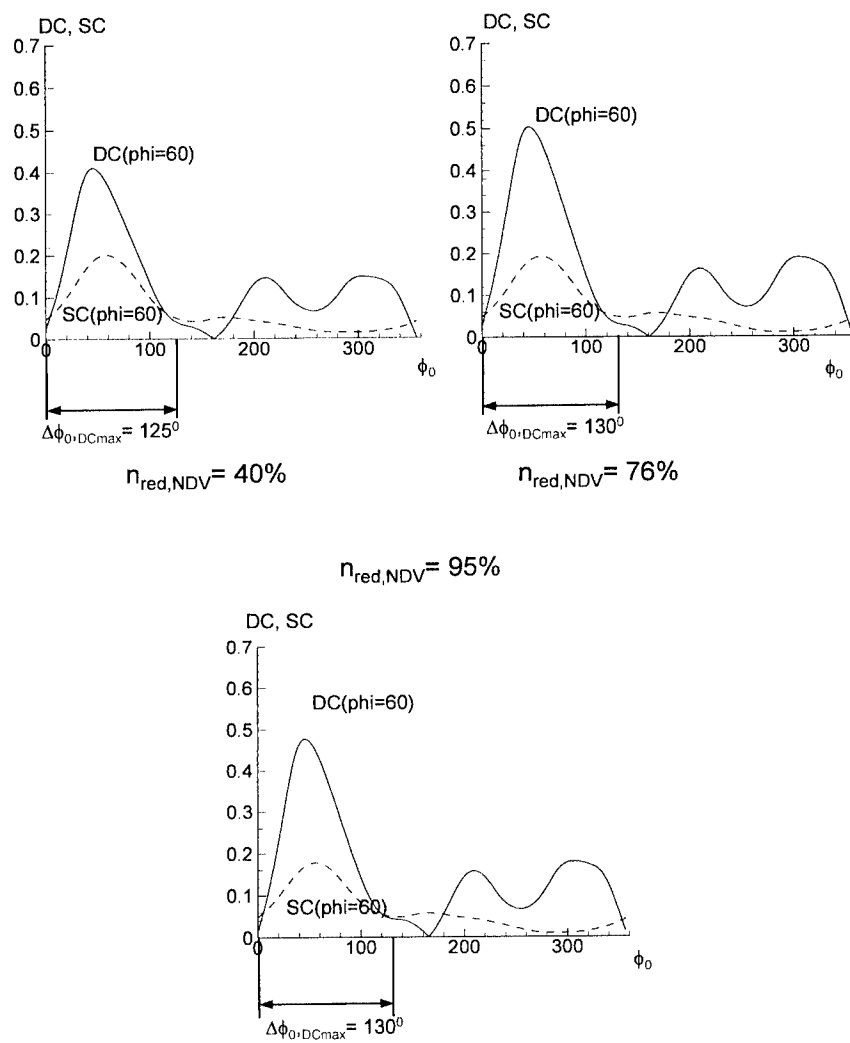


Abb. 4.18: Vergleich der Störparameter,  $n_{red,NDV} = 40\% - 95\%$ ,  $\alpha_{klita} = 20^\circ$ ,  
Simulation der COUNTER-Störung

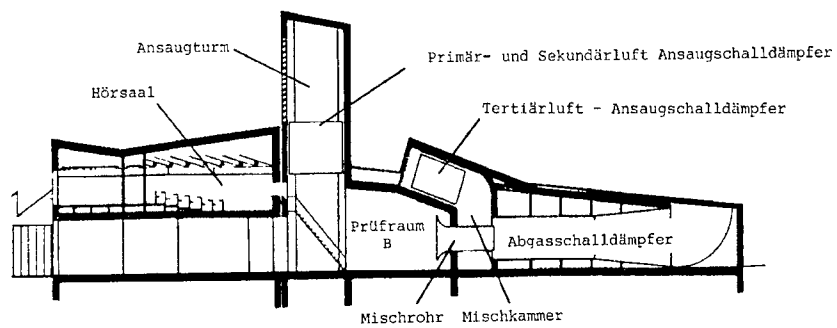


Abb. 5.1: Seitenansicht der Triebwerksversuchsanlage (TVA)

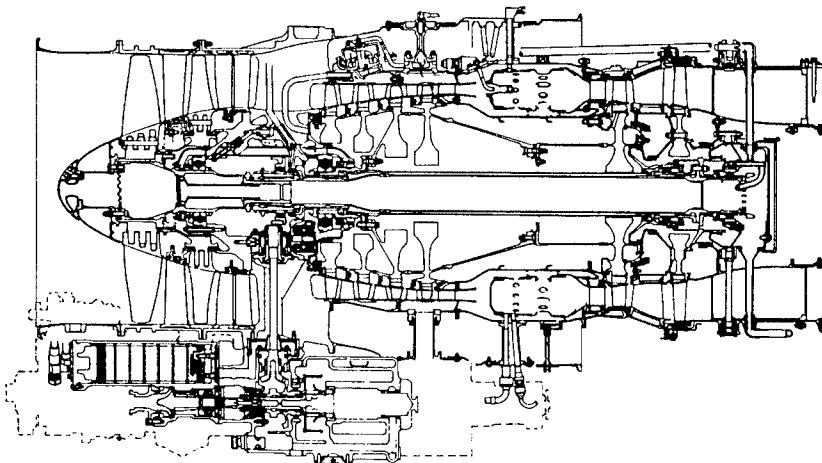


Abb. 5.2: Schnittbild Zweiwellen-Zweikreis-Turbostrahltriebwerk LARZAC 04 C5

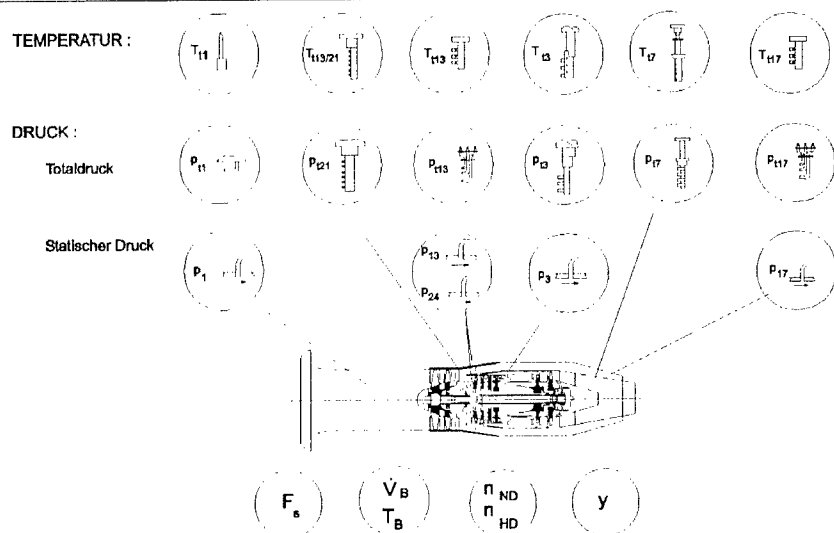
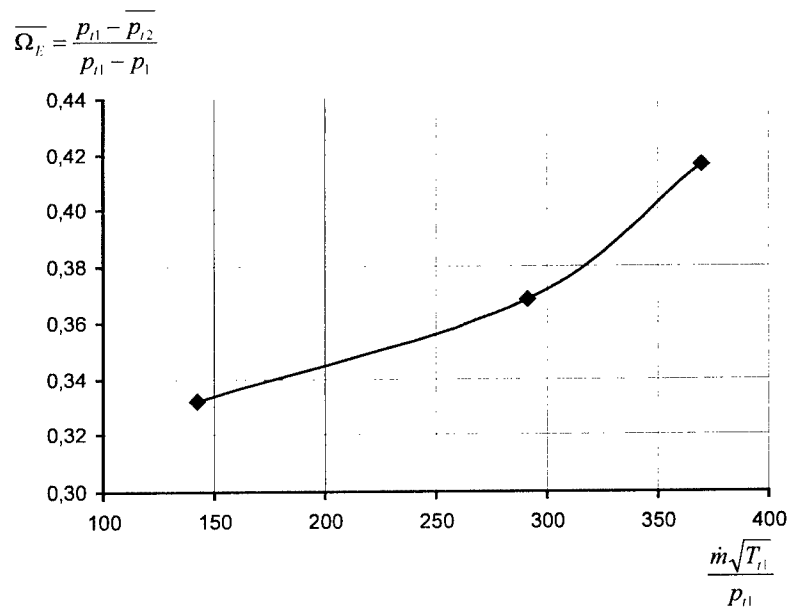
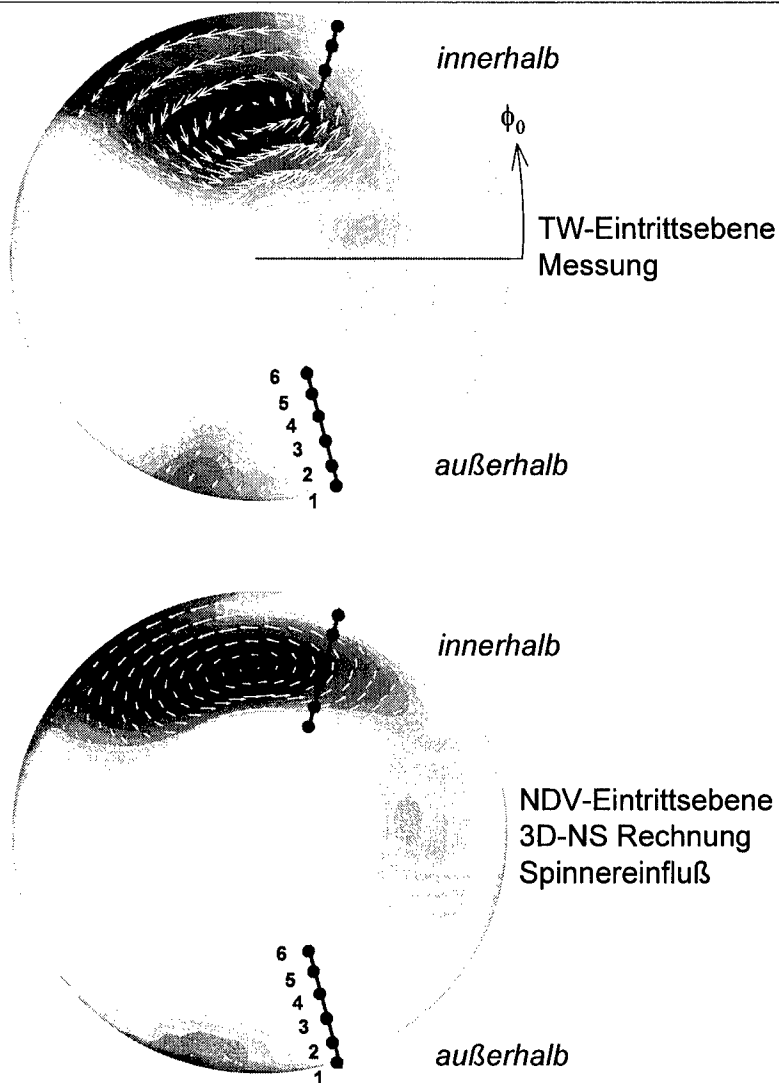


Abb. 5.3: Niederfrequente Instrumentierung mit Bezeichnung der Meßebenen

Abb. 5.4: Verlustbeiwert  $\overline{\Omega_E}$  des Störsimulators bei  $\alpha_{\text{delta}}=20^\circ$





**Abb. 5.5:** Positionen der Sonden im Austritt des Niederdruckverdichters, dargestellt in der Strömungsfeldverteilung der Triebwerks- bzw. NDV-Eintrittsebene

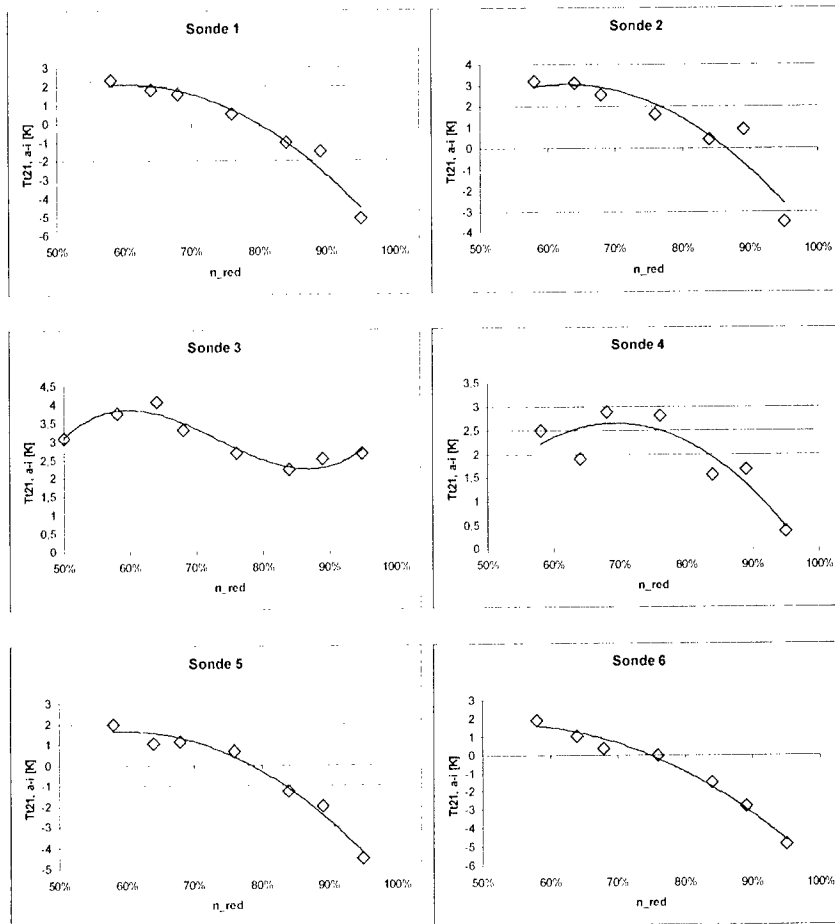


Abb. 5.6: Korrelationen zur Korrektur der gemessenen Totaltemperaturen  $T_{t2|}$  über  $n_{red,NDV}$

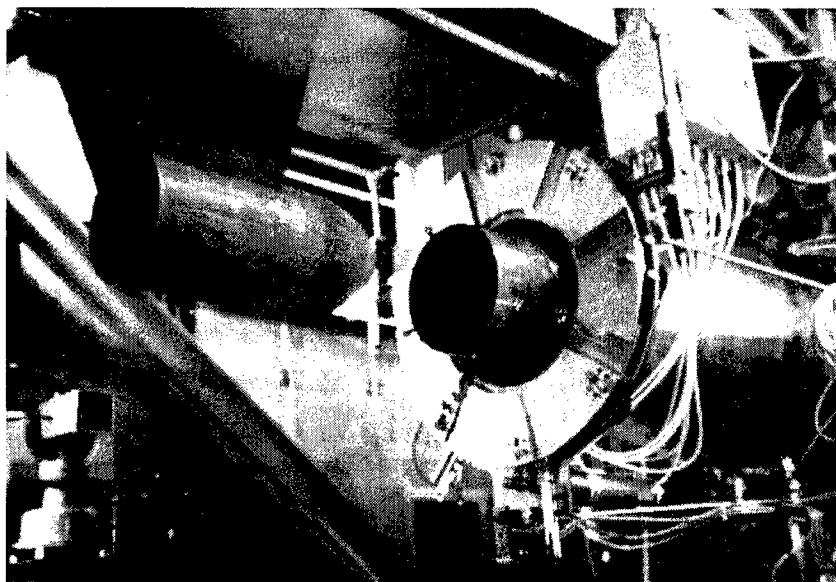
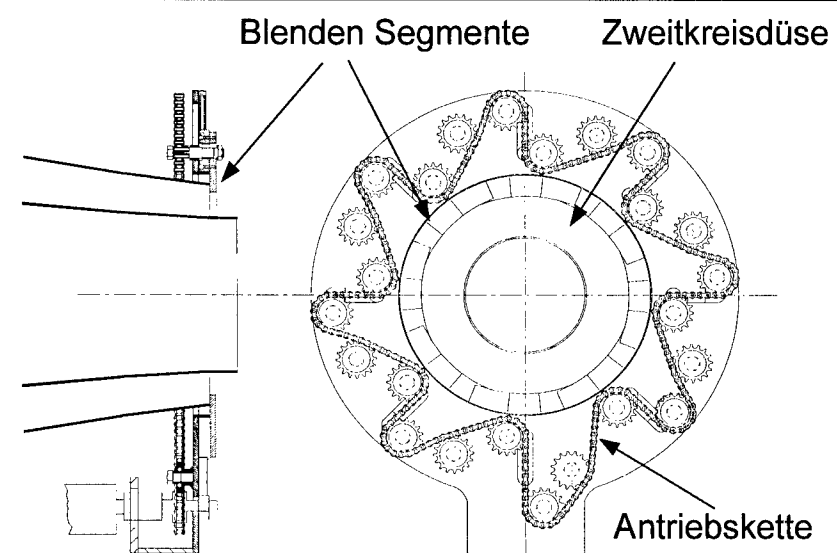


Abb. 5.7: Drosselvorrichtung des Zweitkreises: schematische Ansicht (oben) und Photo zusammen mit ellipsoidförmiger, mechanischer Erstkreisdrossel (unten)

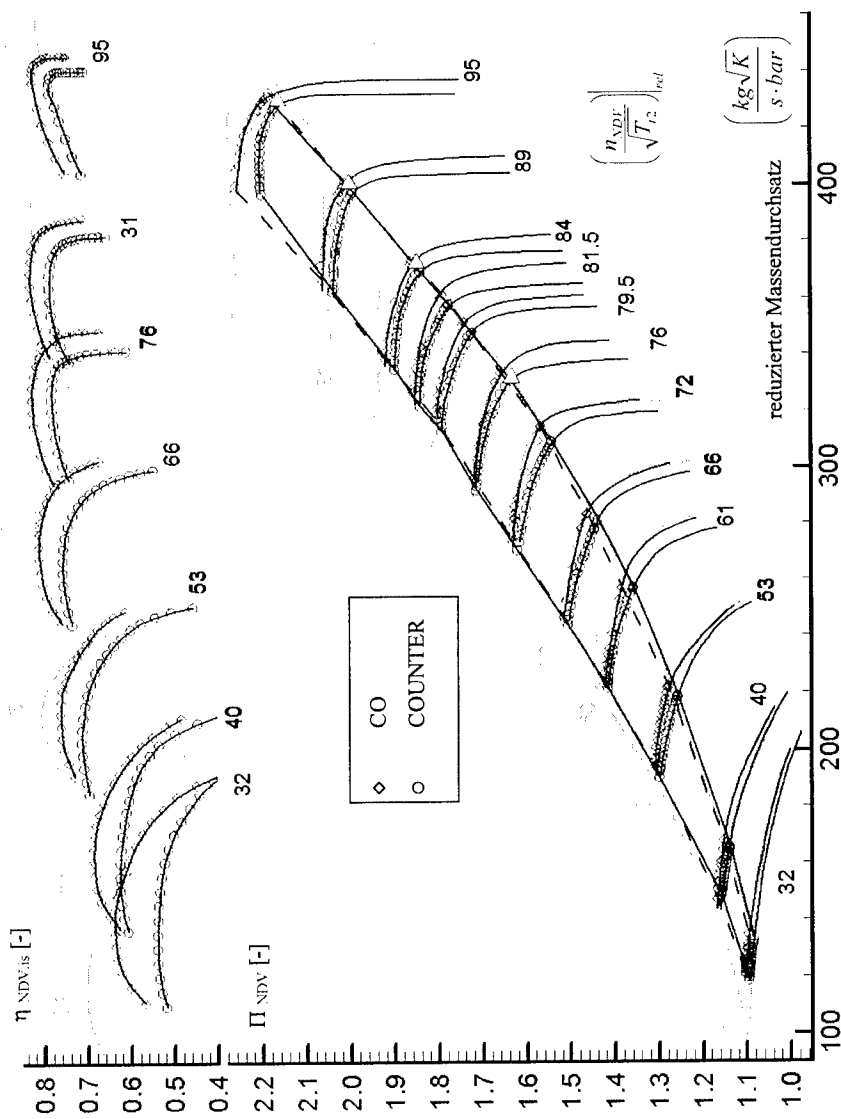
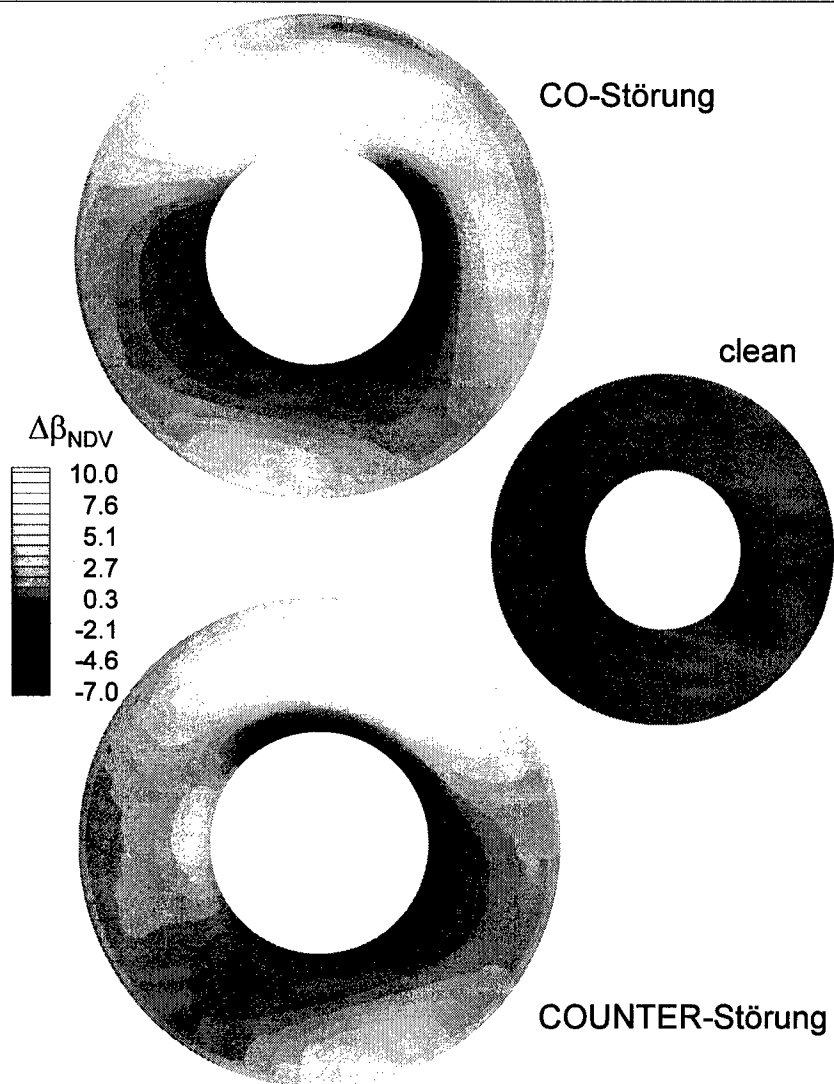


Abb. 6.1: Standfall: Kennfeld des Niederdruckverdichters unter mit- und gegendrehenden Eintrittsstörungen und ungestörter Fall



**Abb. 6.2:** Abweichung des Zuström winkels  $\beta_{NDV}$  von der Auslegung bei Eintrittsstörung; 3D-Navier-Stokes Rechnung, Auslegungsfall. Querschnitt "clean" ist verkleinert dargestellt.

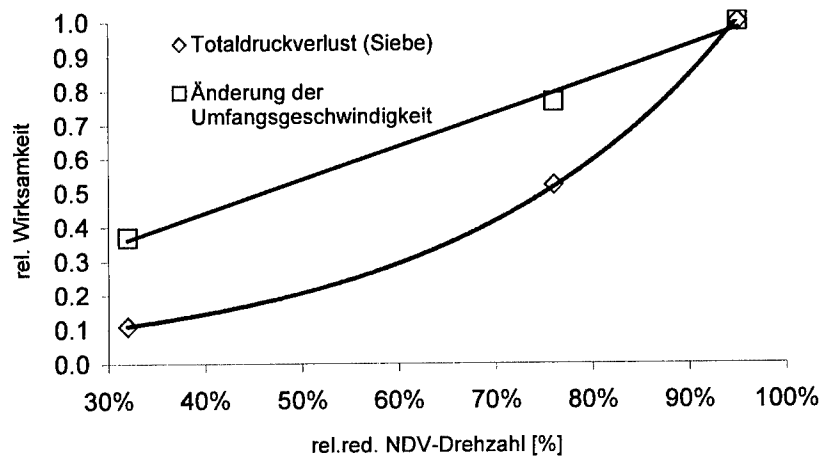


Abb. 6.3: relative Wirksamkeit des Störsimulators über der NDV-Drehzahl

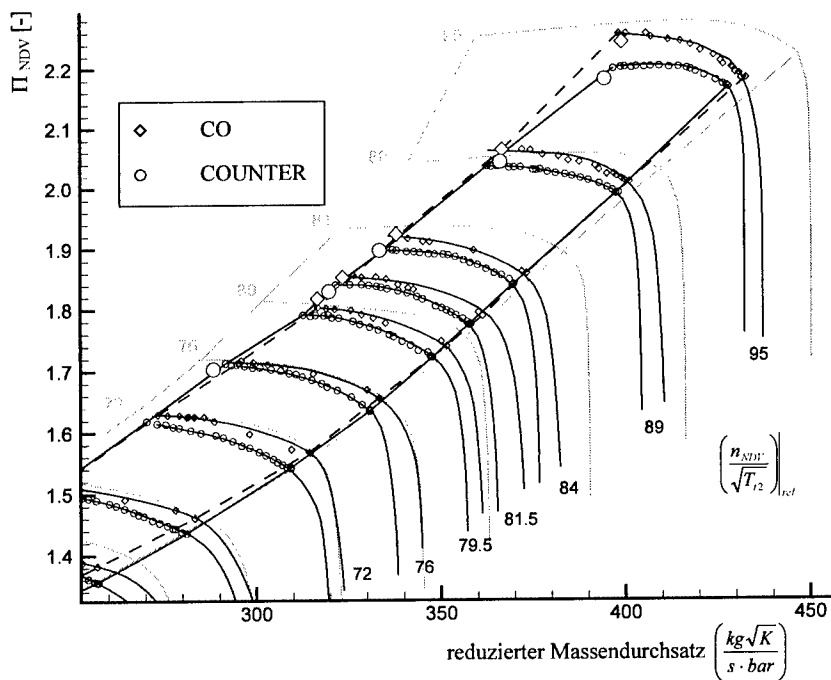


Abb. 6.4: Standfall: Kennfeldausschnitt des Niederdruckverdichters: Pumpgrenze bei transienten Eintrittsstörungen und ungestörter Fall

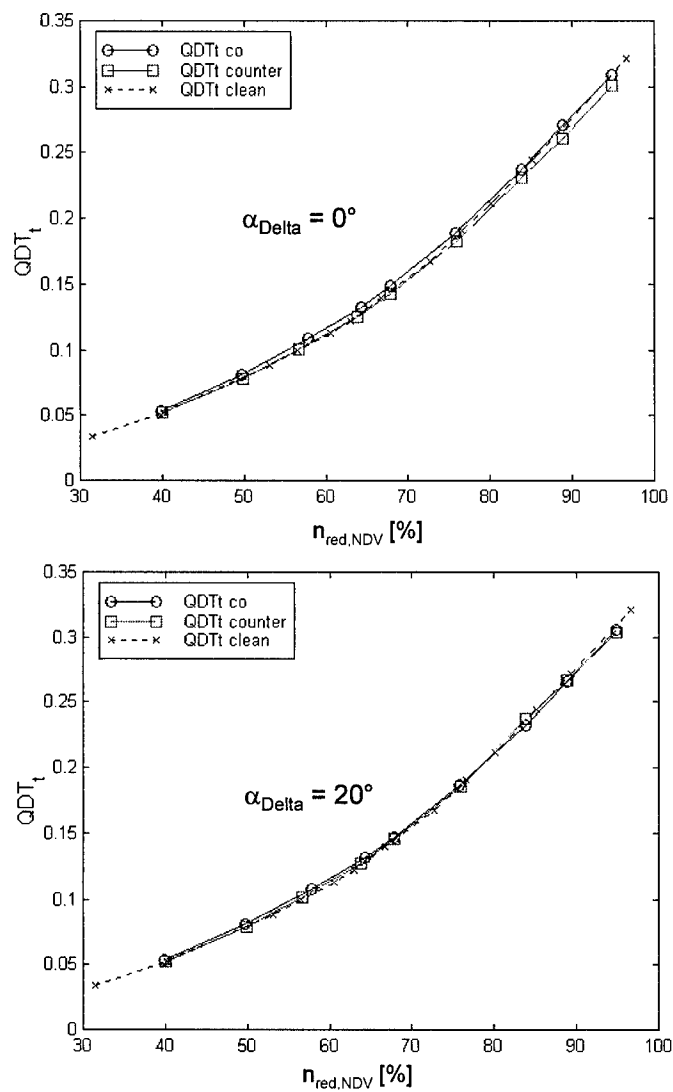


Abb. 6.5: Verlauf des Totaltemperaturquotienten  $QDT_t$ , Fall 0 und Fall 1, Sonden *außerhalb*

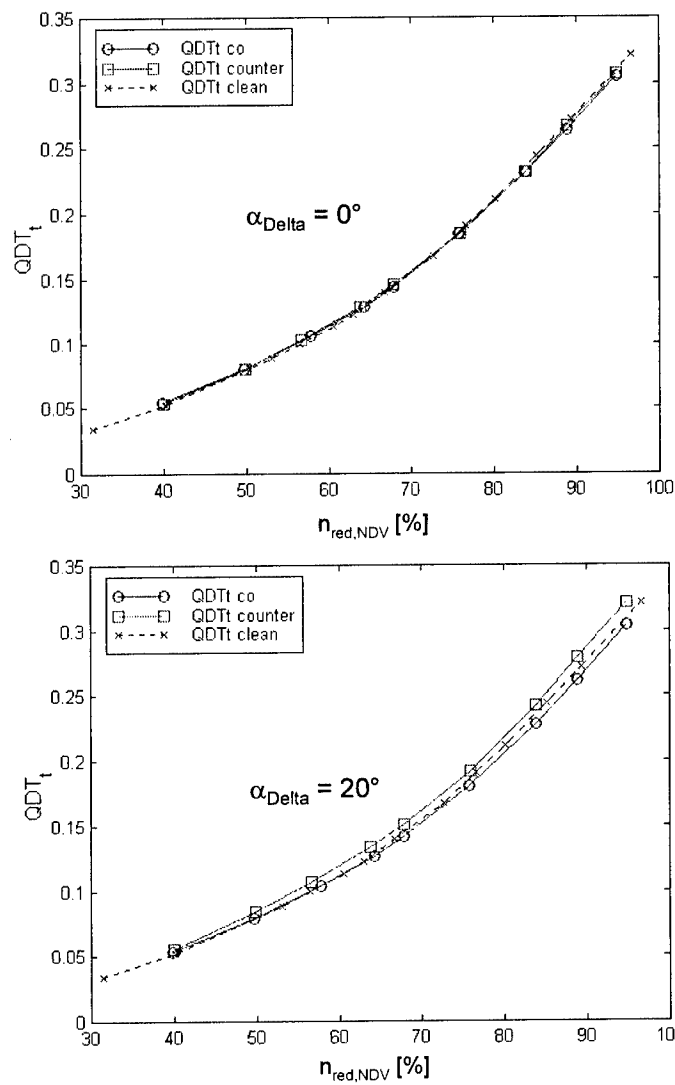


Abb. 6.6: Verlauf des Totaltemperaturquotienten  $QDT$ , Fall 2 und Fall 3, Sonden *innerhalb*



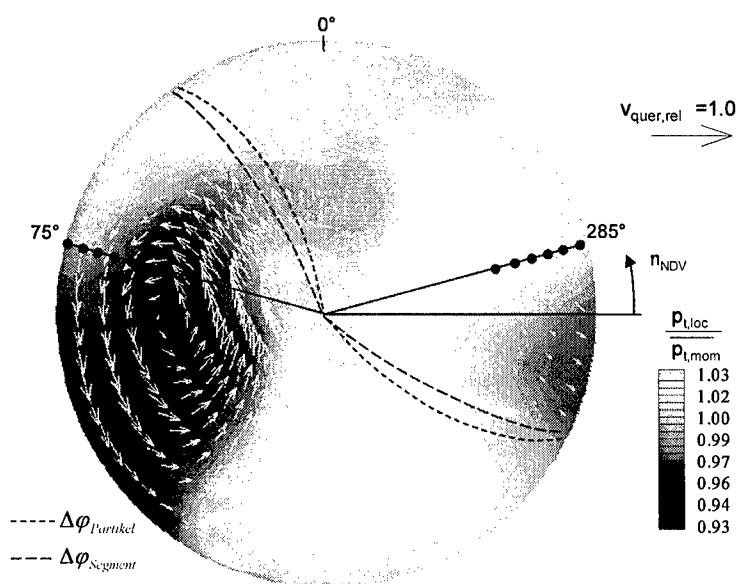


Abb. 6.7: Verdrehung des Strömungsbildes beim NDV Durchgang: CO-Störung

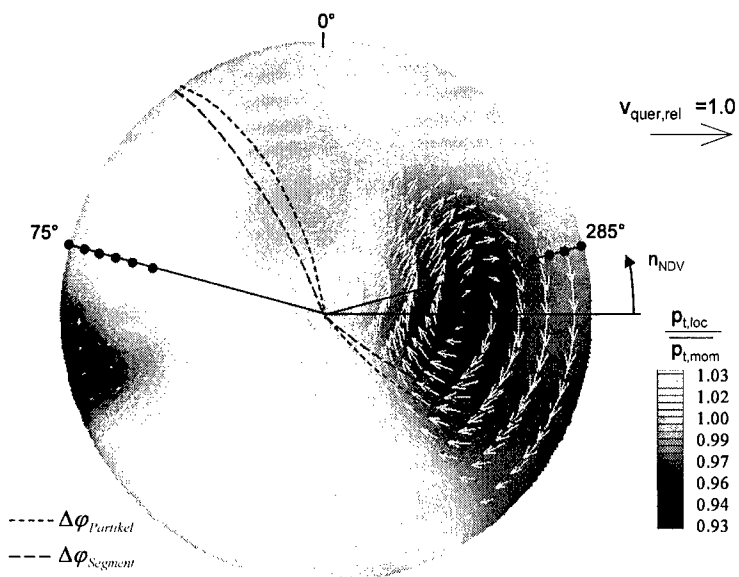
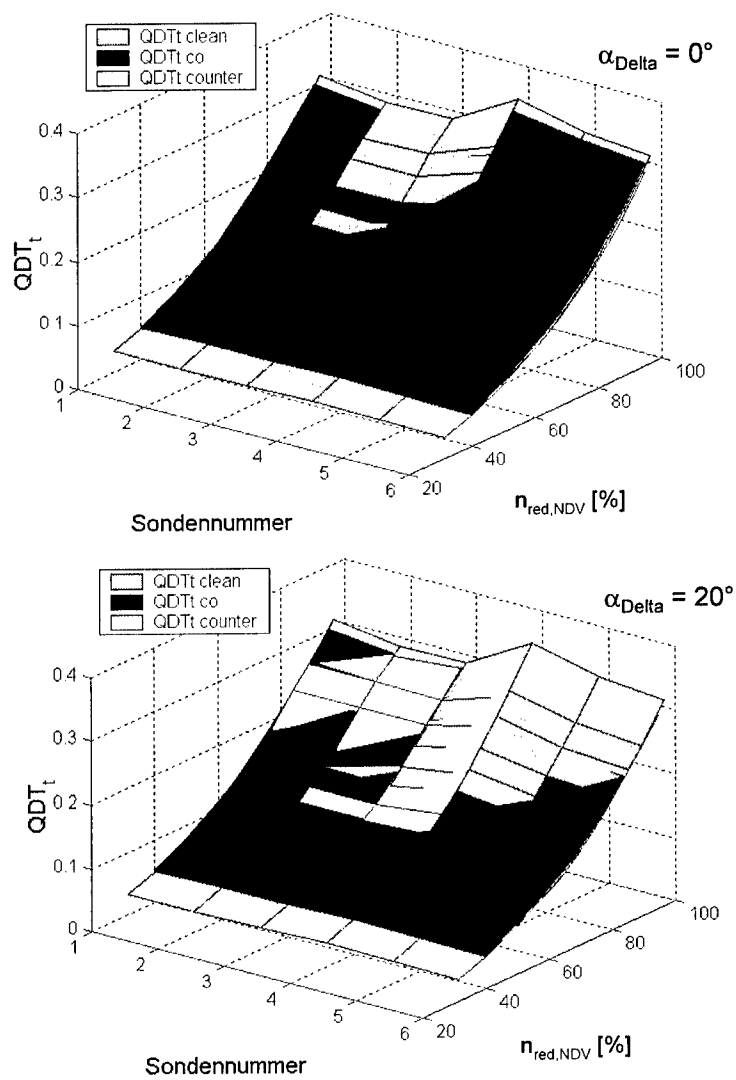


Abb. 6.8: Verdrehung des Strömungsbildes beim NDV Durchgang: COUNTER-Störung



**Abb. 6.9:** Radial aufgelöste Totaltemperaturen  $T_{t(2)}$ , Sondenposition *außerhalb*;  
Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe

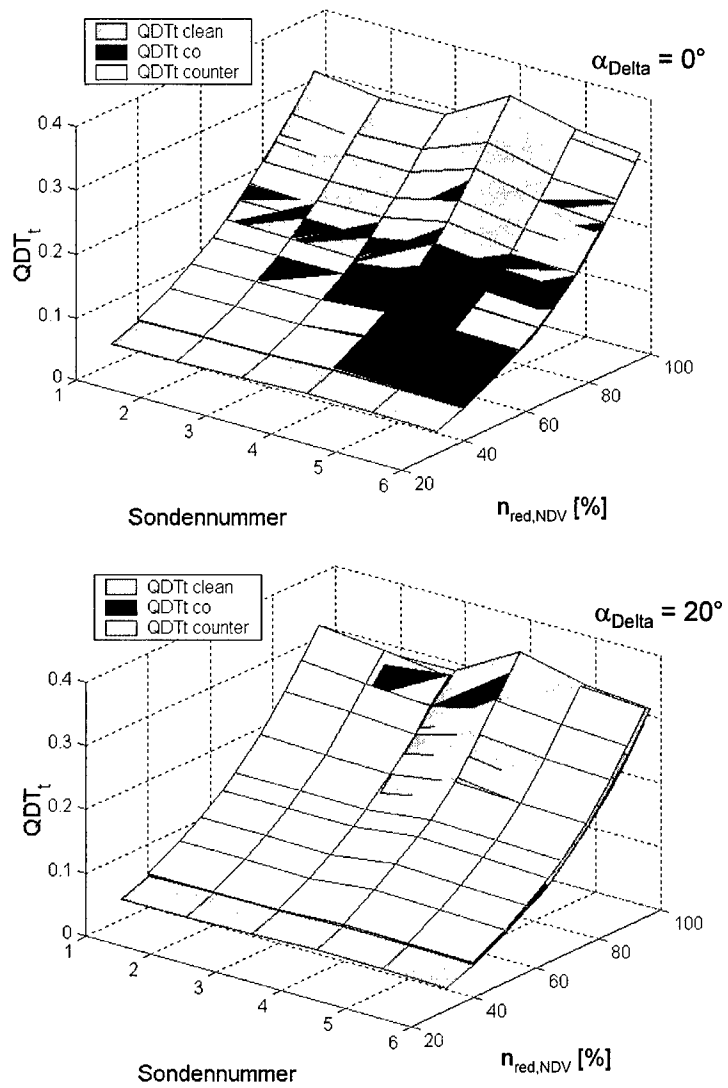


Abb. 6.10: Radial aufgelöste Totaltemperaturen  $T_{t21}$ , Sondenposition *innerhalb*;  
 Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe

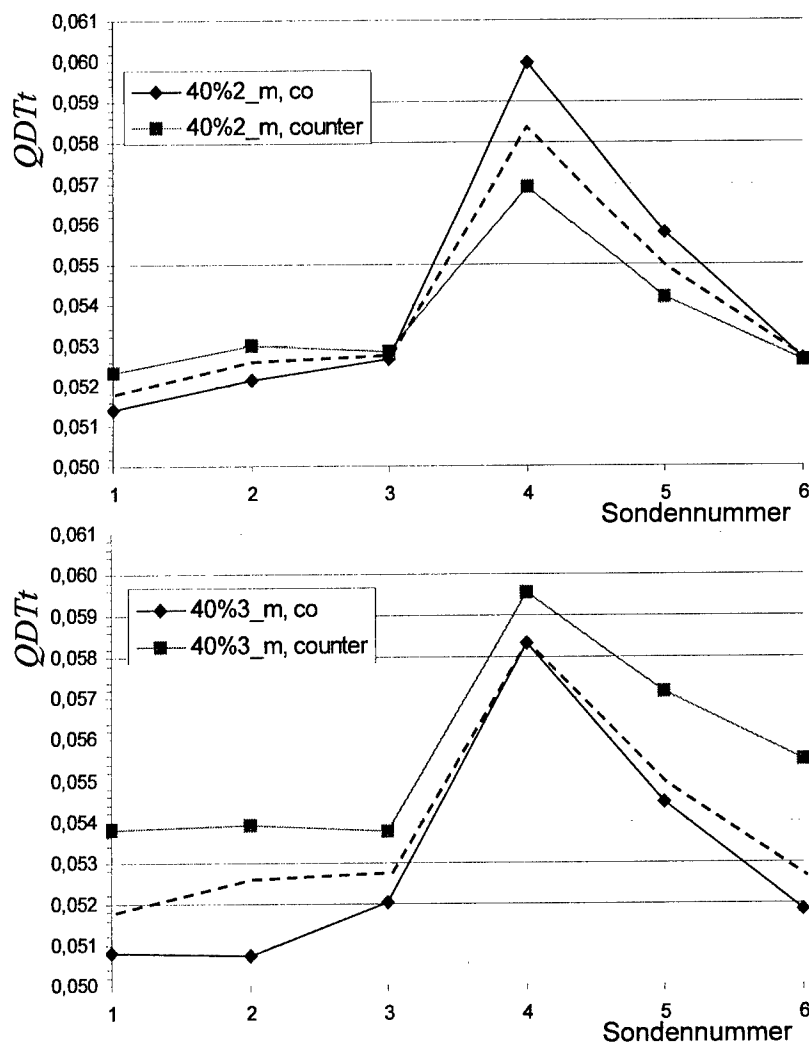


Abb. 6.11: Verlauf der radial aufgelösten Totaltemperaturen  $T_{21}$ :  $n_{red,NDV}=40\%$ ;  
Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe

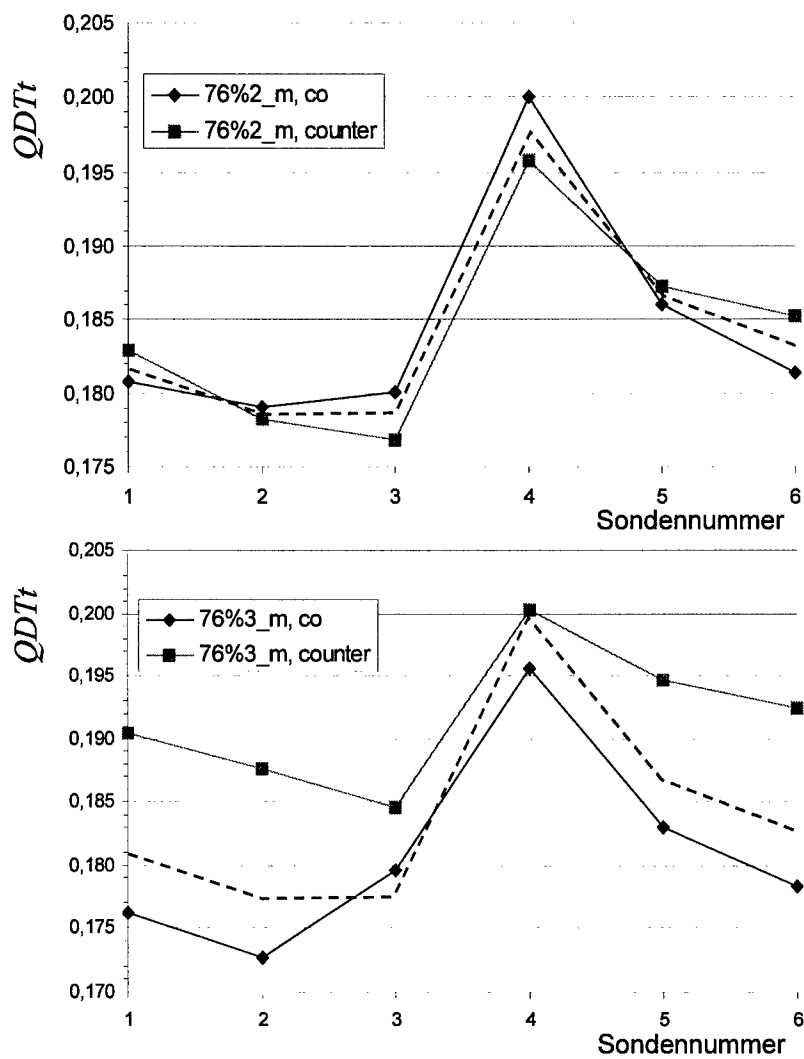


Abb. 6.12: Verlauf der radial aufgelösten Totaltemperaturen  $T_{t21}$ :  $n_{red,NDV}=76\%$ ;

Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe

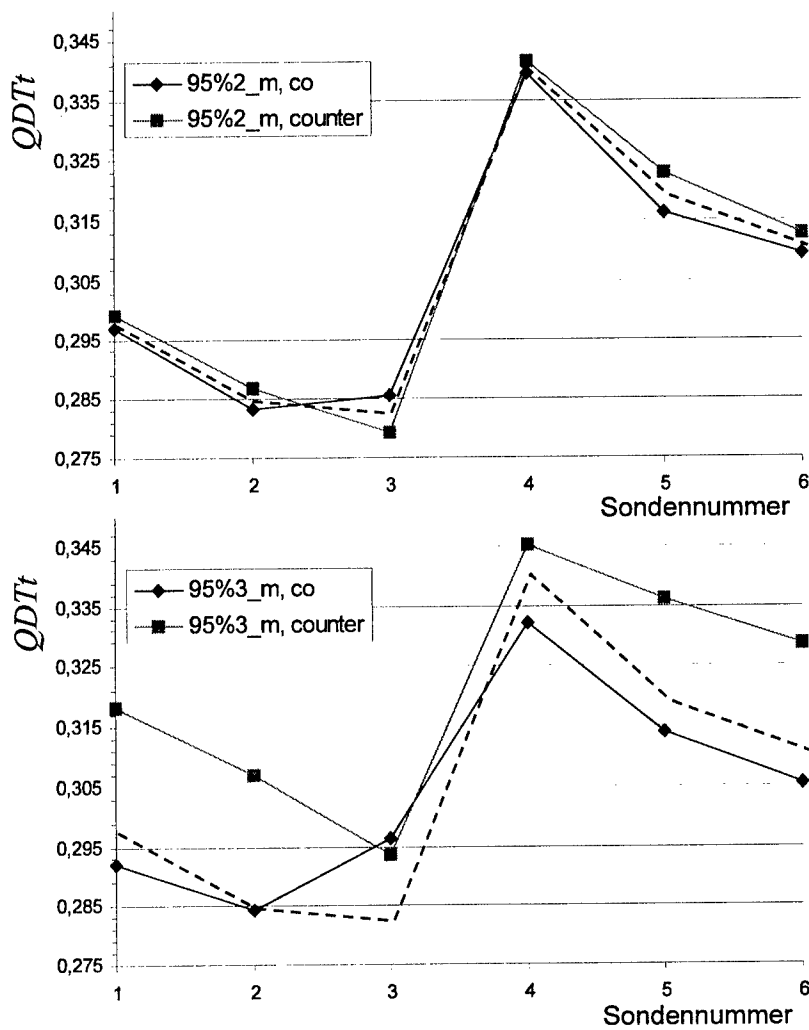


Abb. 6.13: Verlauf der radial aufgelösten Totaltemperaturen  $T_{t21}$ :  $n_{red,NDV}=95\%$ ;  
Sonde 1: Gehäuse, Sonde 6: Nabe

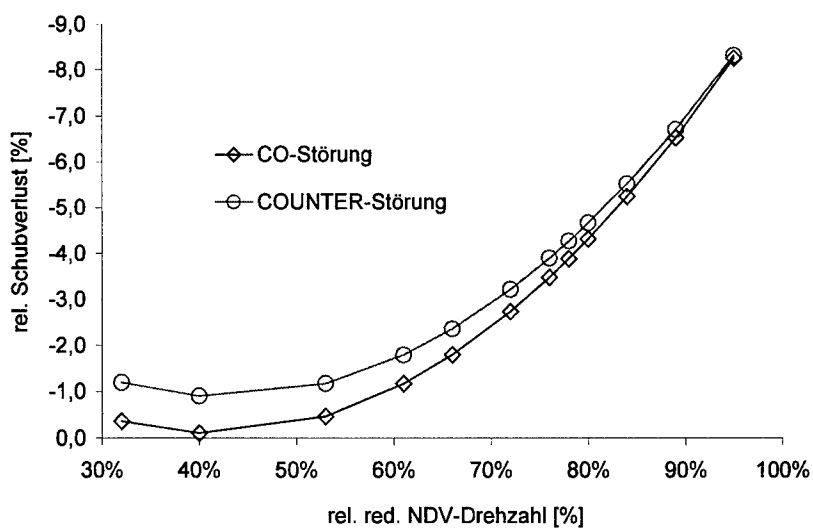


Abb. 6.14: Bezogener Schubverlust (Gl. 6.10), Gesamtverluste durch Eintrittsstörung

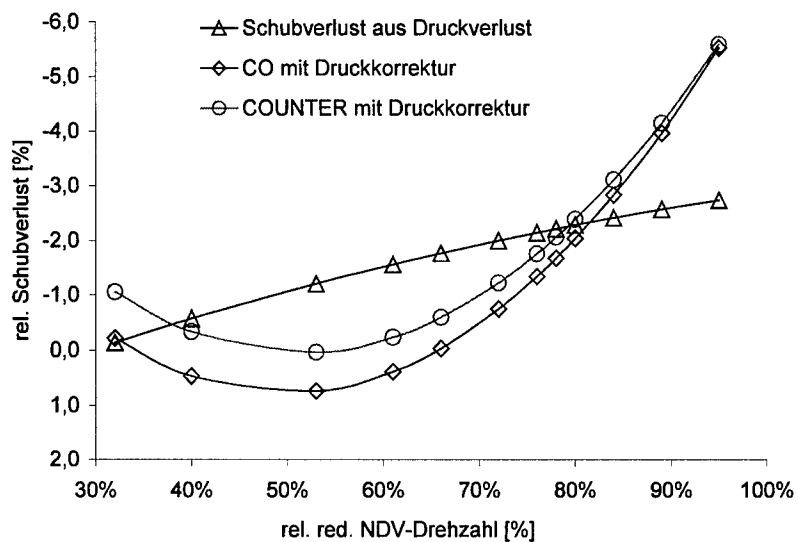


Abb. 6.15: Bezogene Schubverluste (Gl. 6.10), durch Ungleichförmigkeit und Anteil des Druckverlustes

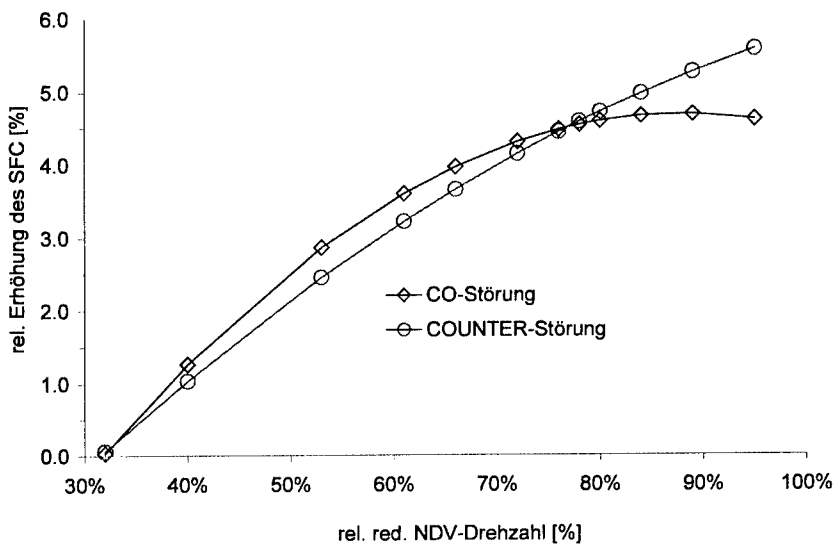


Abb. 6.16: Änderung des spezifischen Brennstoffverbrauchs SFC (Gl. 6.13)

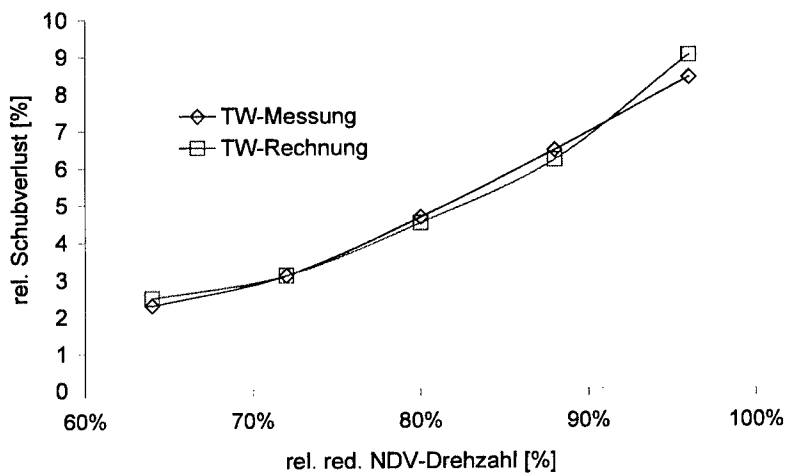


Abb. 6.17: Vergleich: COUNTER-Messung und Triebwerksmodell-Rechnung



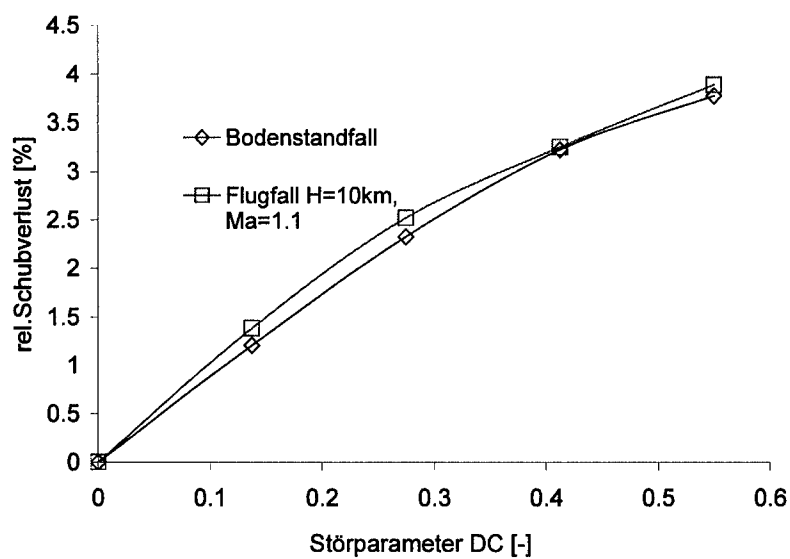


Abb. 6.18: Triebwerksmodell-Rechnung: Variation des Störparameters DC(60),  $n_{red,NDV}=90\%$

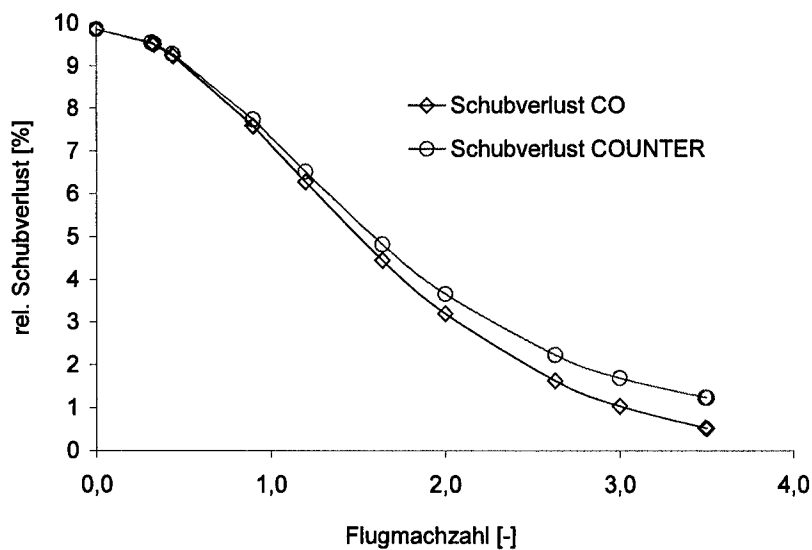


Abb. 6.19: Relativer Schubverlust über der Flug-Machzahl; Flughöhe aus Europamission (Staudacher, 1995)

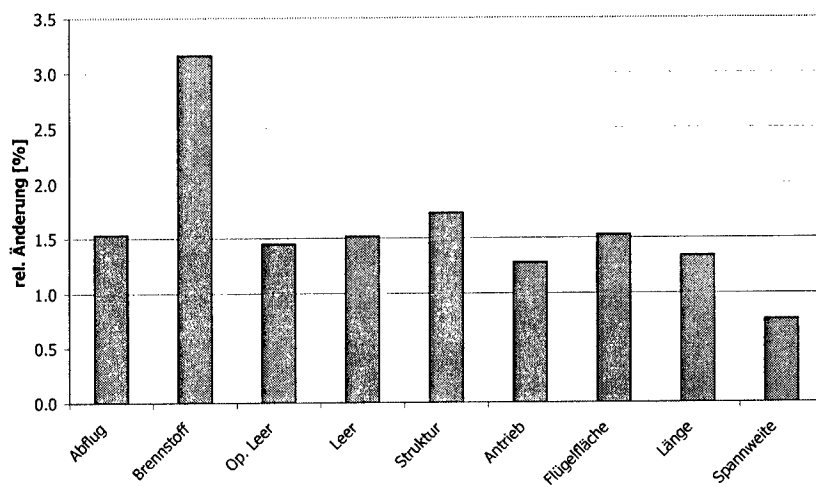


Abb. 6.20: Einfluß der Eintrittsstörungen auf das Referenzsystem (Hornung et al., 2000)

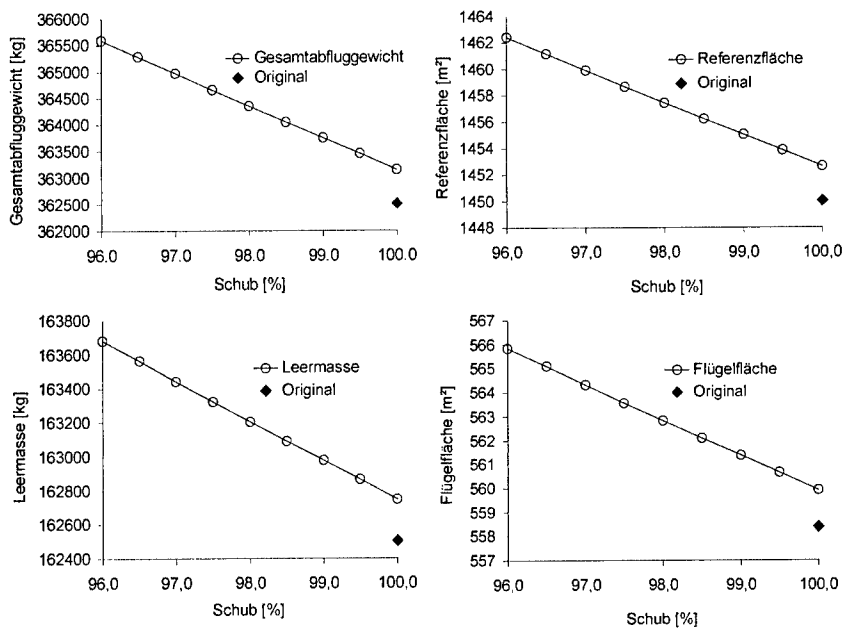


Abb. 6.21: Variation des Schubverlustes: Auswirkungen auf Parameter des Referenzsystems

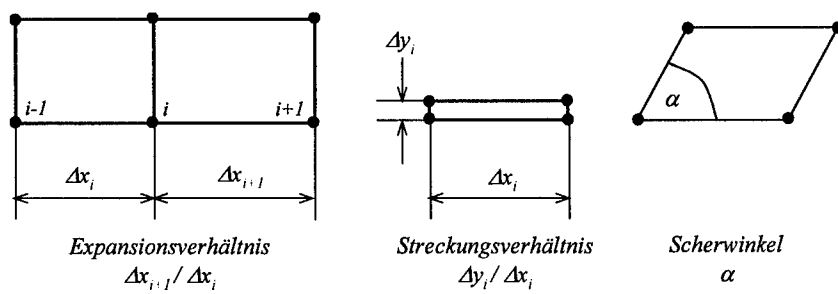


Abb. 7.1: Qualitätskriterien bei der Netzgestaltung (Hildebrandt, 1998)

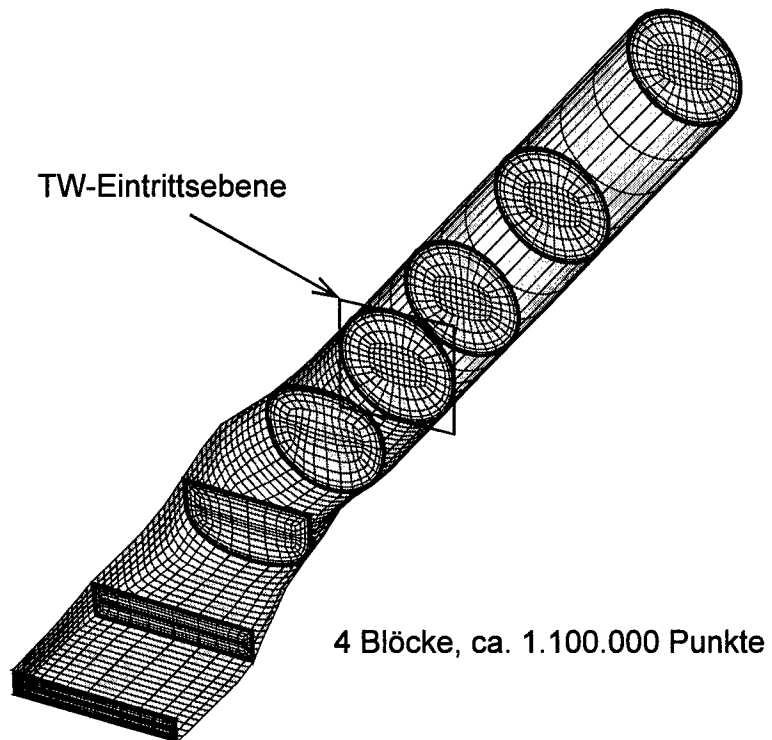


Abb. 7.2: Strukturiertes Multiblock Rechennetz des Einlaufdiffusors

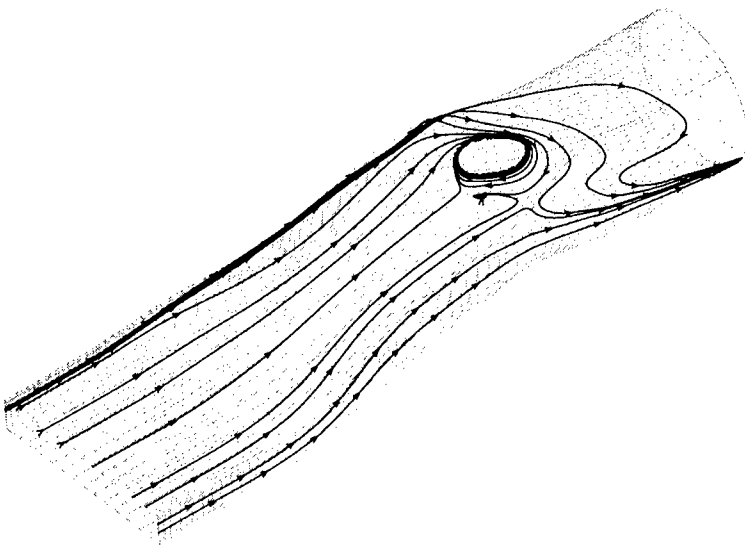


Abb. 7.3: Wandnahe Stromlinien, Rechnung TASCflow, Standard k- $\epsilon$ -Modell

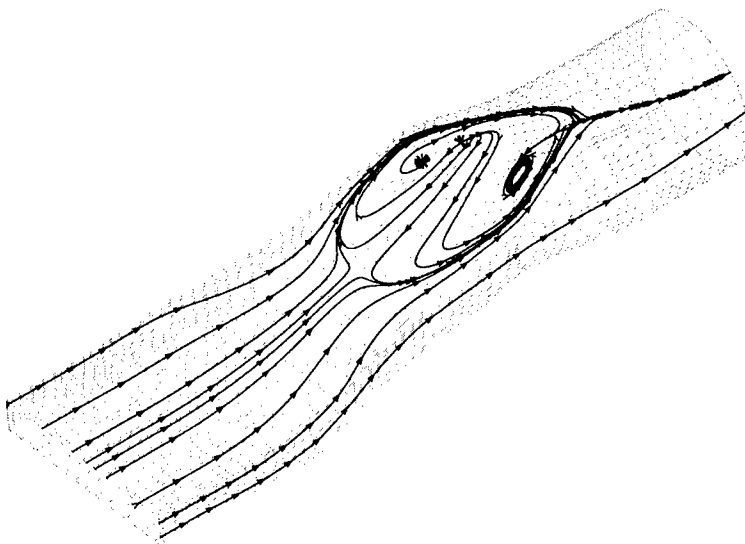
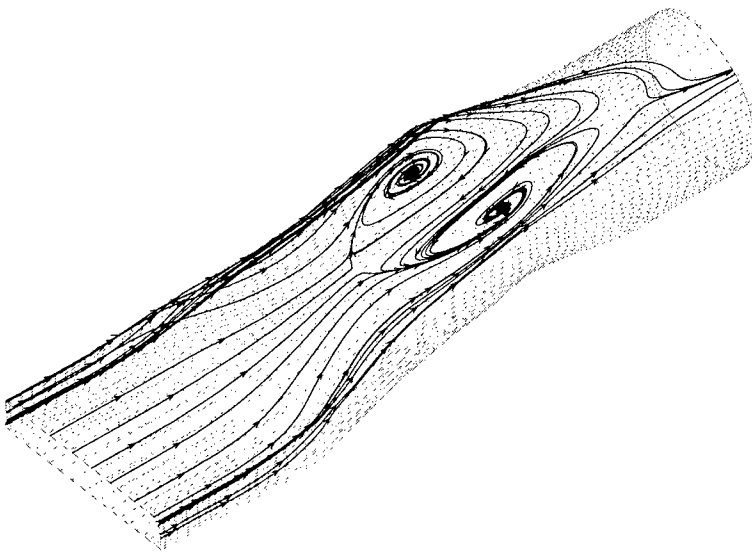
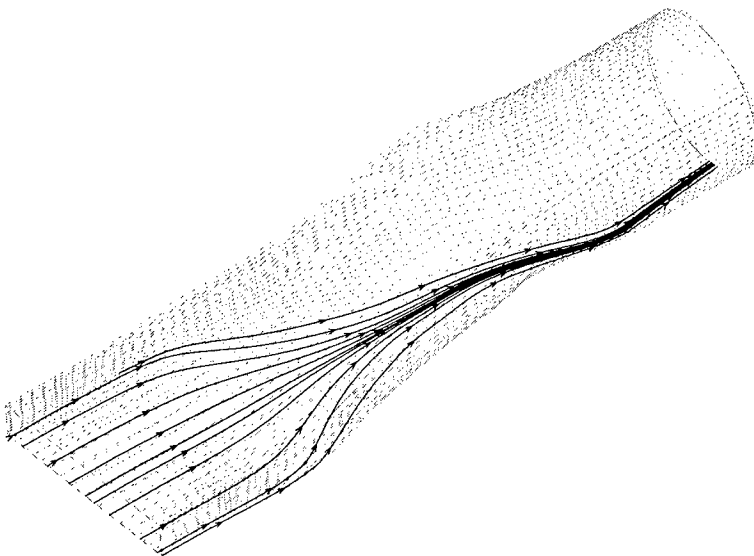


Abb. 7.4: Wandnahe Stromlinien, Rechnung TRACE-S, Standard k- $\epsilon$ -Modell



**Abb. 7.5:** Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell



**Abb. 7.6:** Wandnahe Stromlinien Kanalboden, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

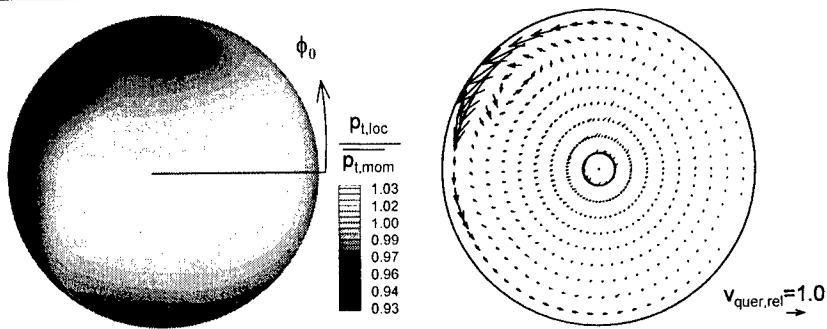


Abb. 7.7: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten:  
TASCflow, Standard k-ε-Modell

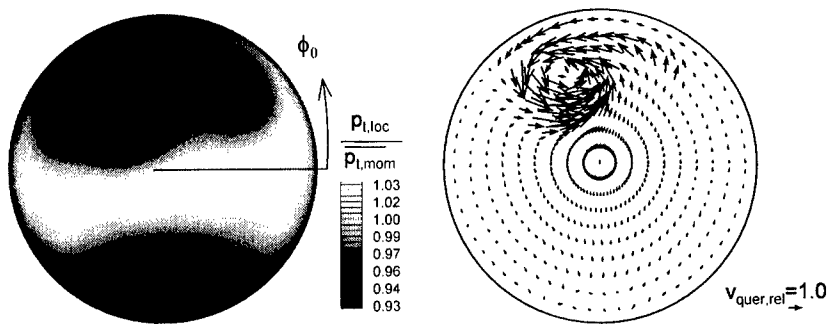


Abb. 7.8: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten:  
TRACE-S, Standard k-ε-Modell

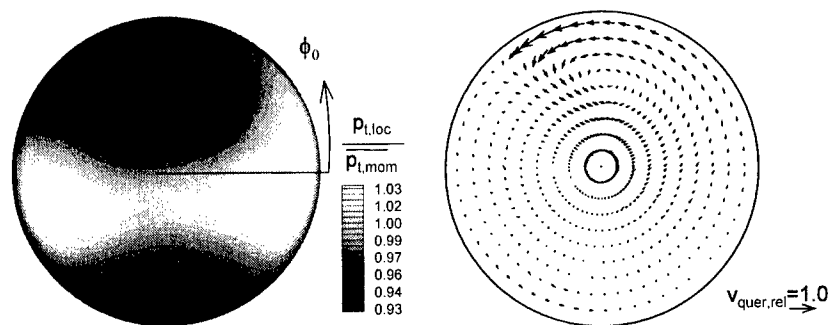
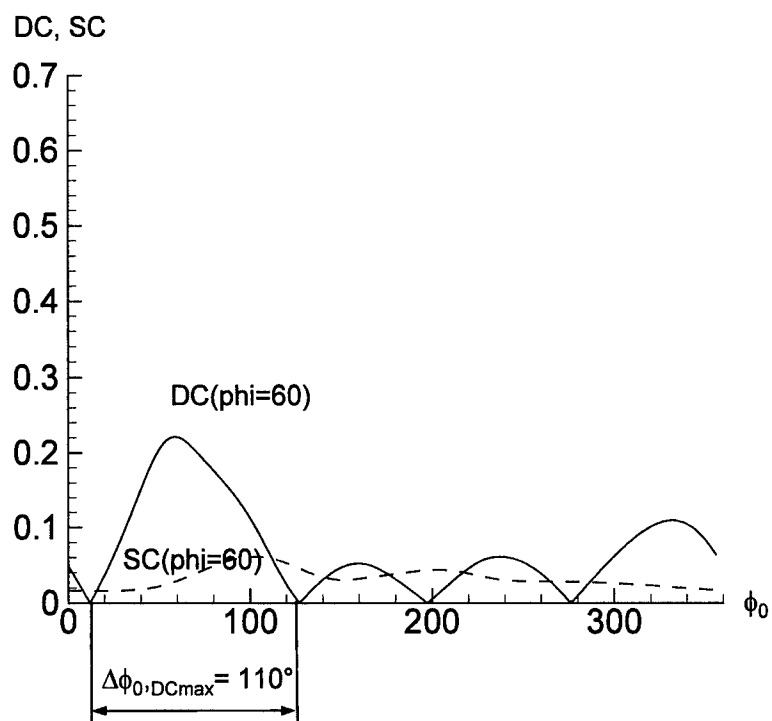
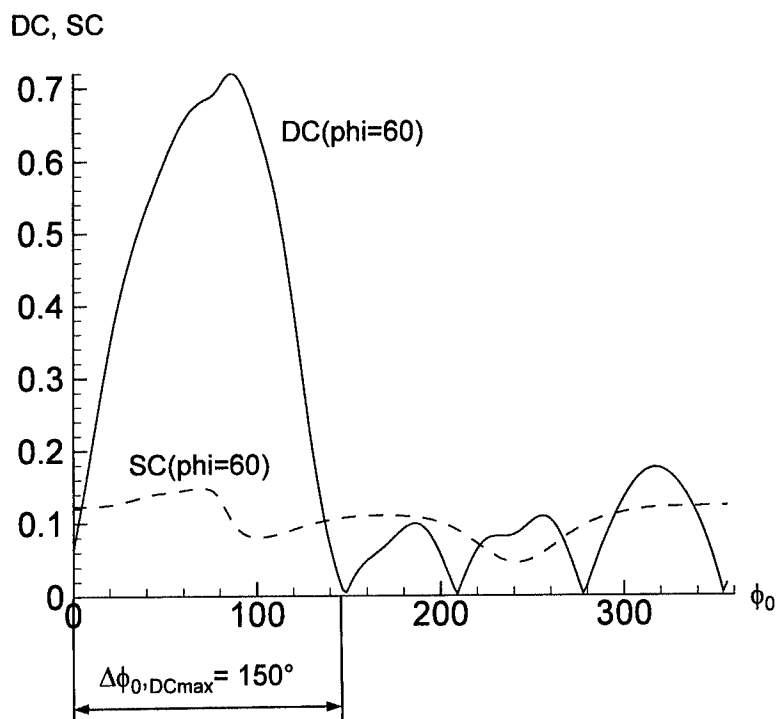


Abb. 7.9: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten:  
FINE/Turbo, Standard k-ε-Modell



TASCflow	
DC(60) Maximalwert	0.23
SC(60) Maximalwert	0.06
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	0
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	110°

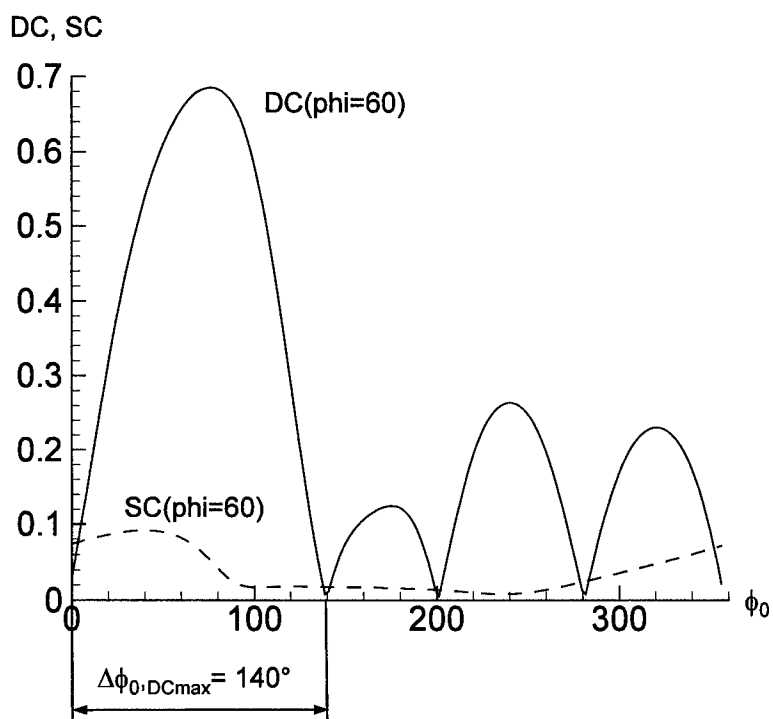
Abb. 7.10: Verlauf der Störparameter: TASCflow, Standard k- $\epsilon$ -Modell



TRACE-S	
DC(60) Maximalwert	0.72
SC(60) Maximalwert	0.15
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	2
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	150°

Abb. 7.11: Verlauf der Störparameter: TRACE-S, Standard k-ε-Modell





FINE/Turbo	
DC(60) Maximalwert	0.68
SC(60) Maximalwert	0.10
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	2
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	140°

Abb. 7.12: Verlauf der Störparameter: FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

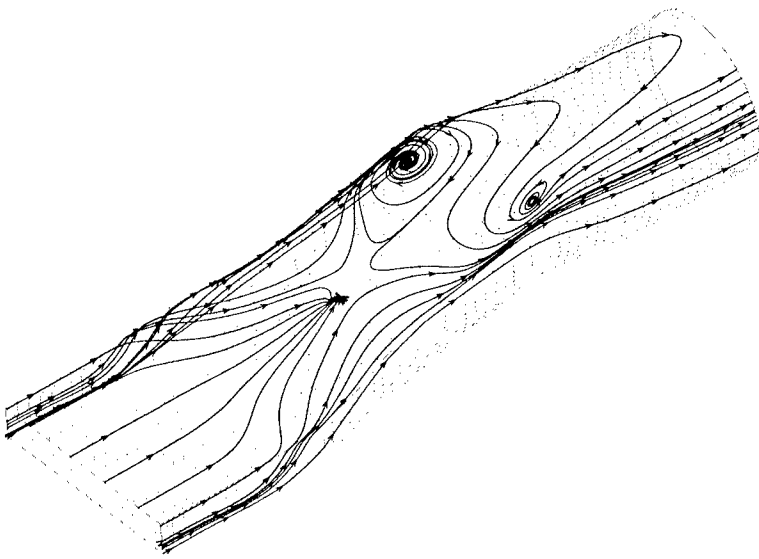


Abb. 7.13: Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo,  $k-\varepsilon$ -Modell, Modifikation CHIEN

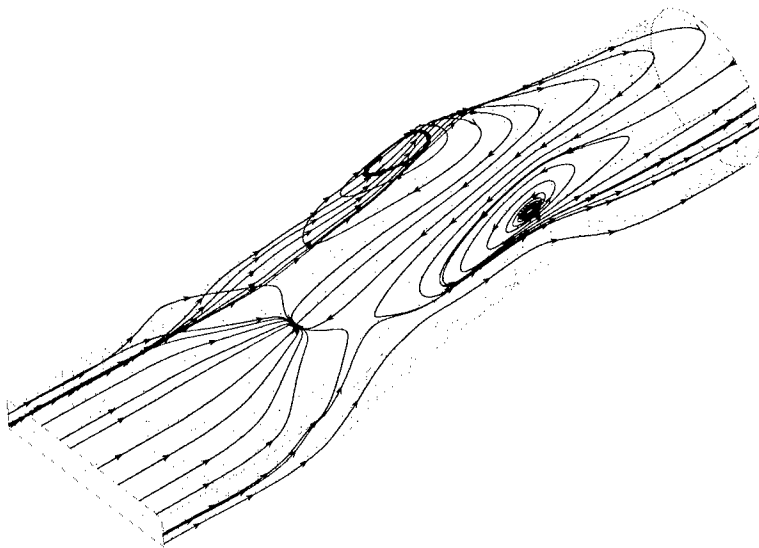


Abb. 7.14: Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo,  $k-\varepsilon$ -Modell, Modifikation YANG

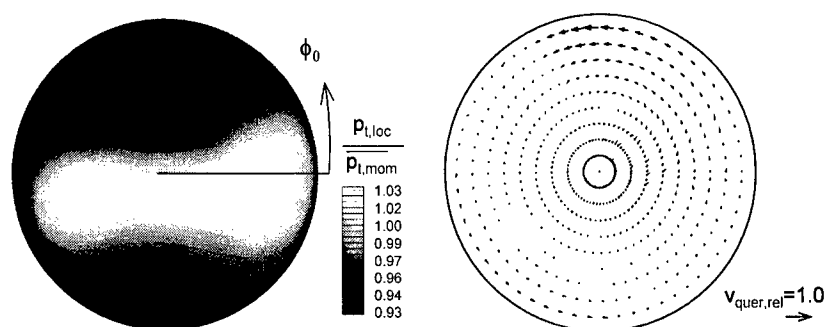


Abb. 7.15: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten:  
FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation CHIEN

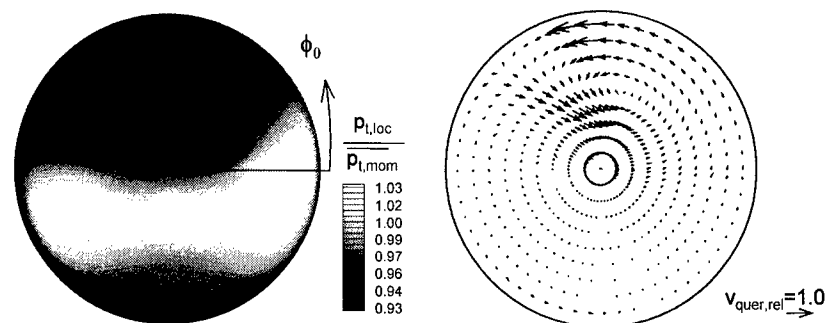
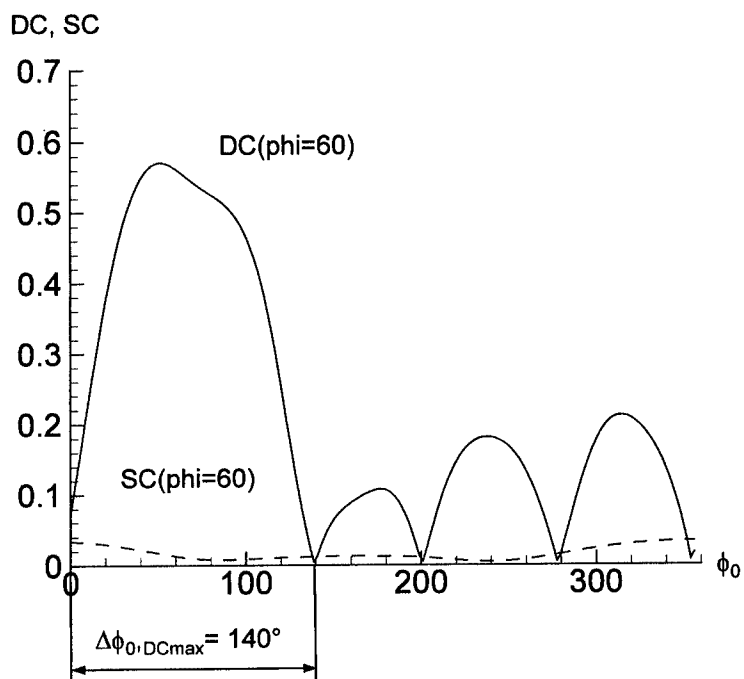
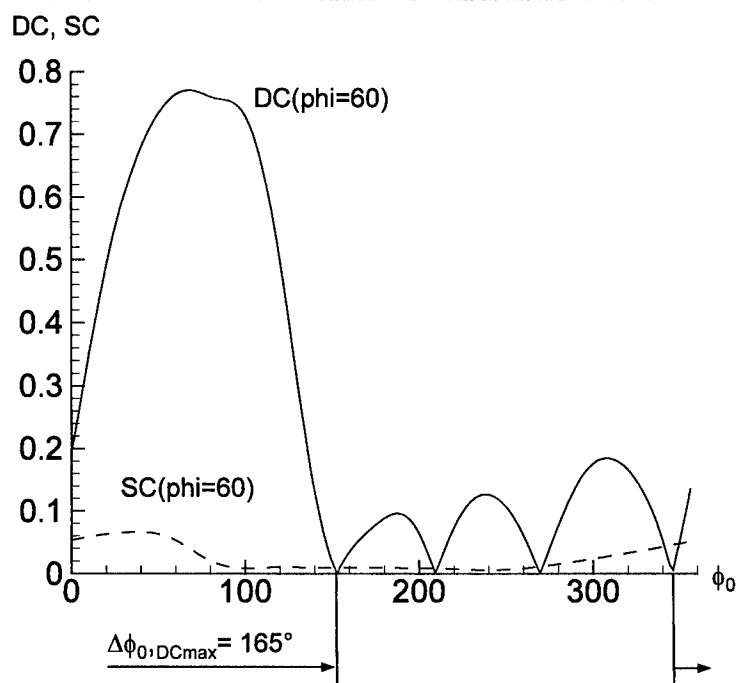


Abb. 7.16: Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten:  
FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation YANG



	<b>FINE/Turbo</b>
DC(60) Maximalwert	0.57
SC(60) Maximalwert	0.03
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	0
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	140°

**Abb. 7.17:** Verlauf der Störparameter: FINE/Turbo, k-ε-Modell, Modifikation CHIEN



FINE/Turbo	
DC(60) Maximalwert	0.77
SC(60) Maximalwert	0.07
Anzahl Erhebungen DC(60)	4
Anzahl Erhebungen SC(60)	1
Ausdehnung DC(60) <sub>max</sub>	165°

Abb. 7.18: Verlauf der Störparameter: FINE/Turbo, k- $\epsilon$ -Modell, Modifikation YANG

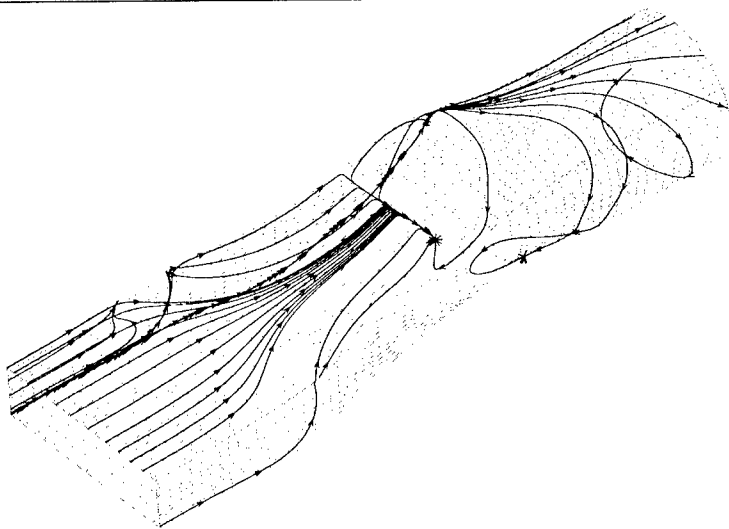


Abb. 7.19: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard  $k-\varepsilon$ -Modell, Residuenverlauf hoch

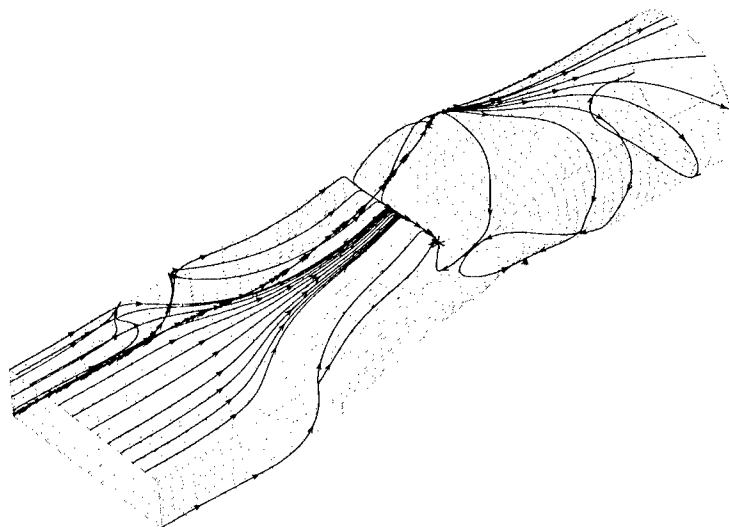


Abb. 7.20: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard  $k-\varepsilon$ -Modell, Residuenverlauf niedrig

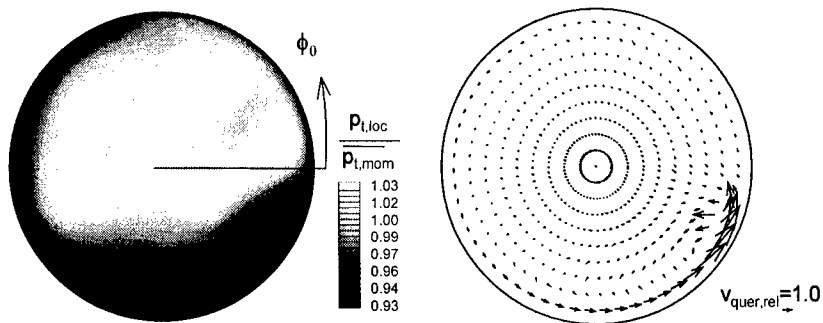


Abb. 7.21: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf hoch

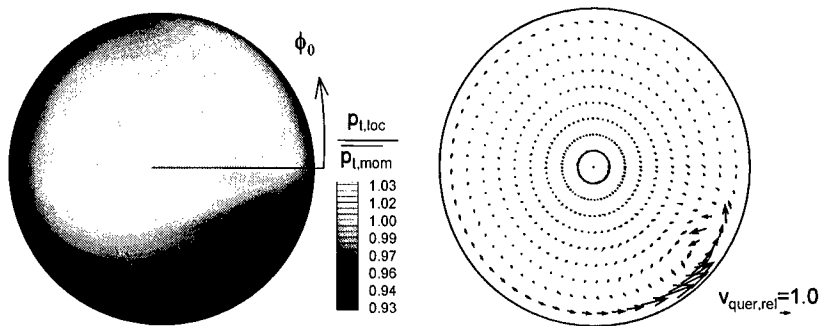


Abb. 7.22: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf niedrig

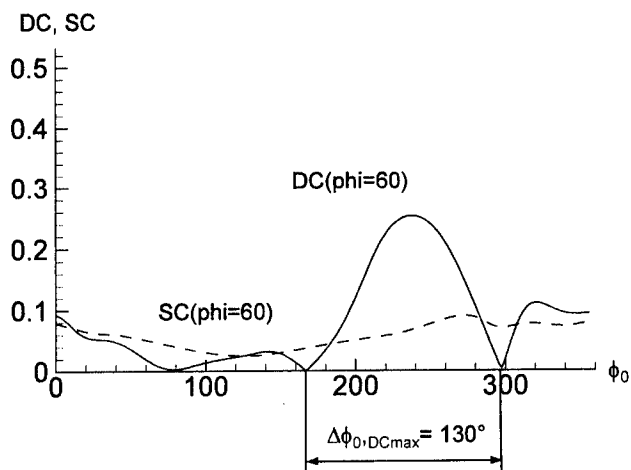


Abb. 7.23: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf hoch

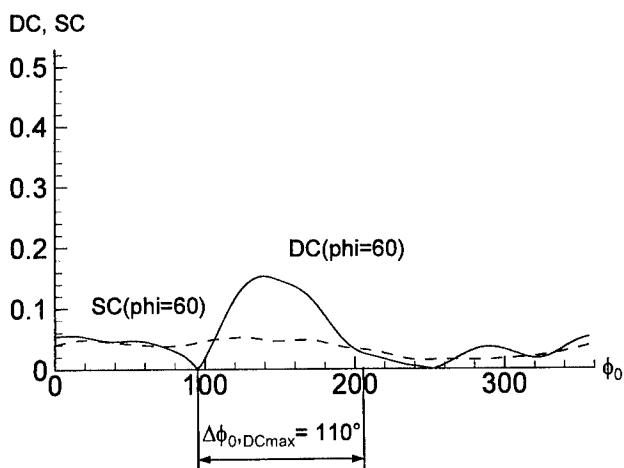


Abb. 7.24: Rampenstellung  $Ma=2.0$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell, Residuenverlauf niedrig



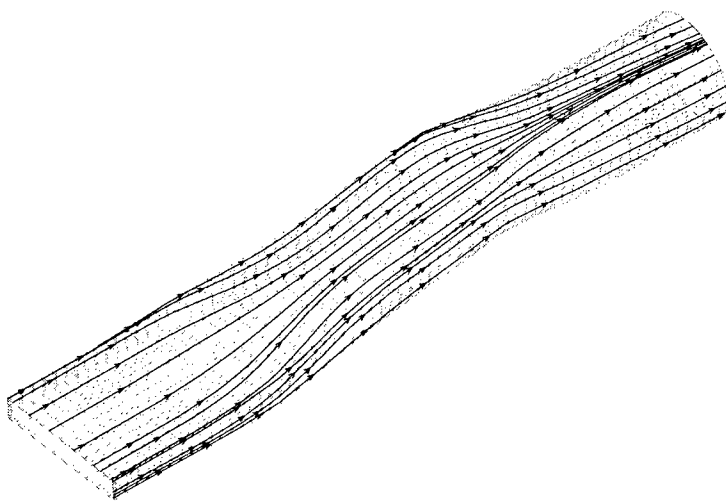


Abb. 7.25: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=1.5$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

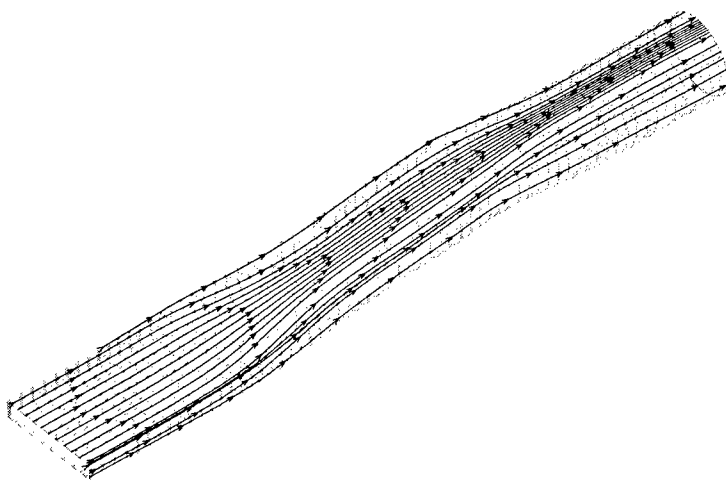


Abb. 7.26: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l=2.0$ : Wandnahe Stromlinien, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

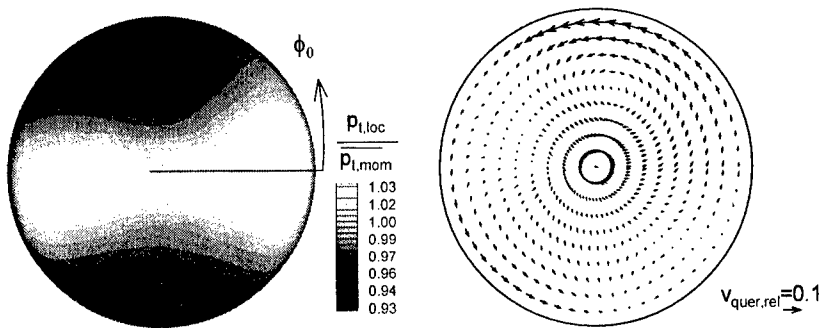


Abb. 7.27: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_1=1.5$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

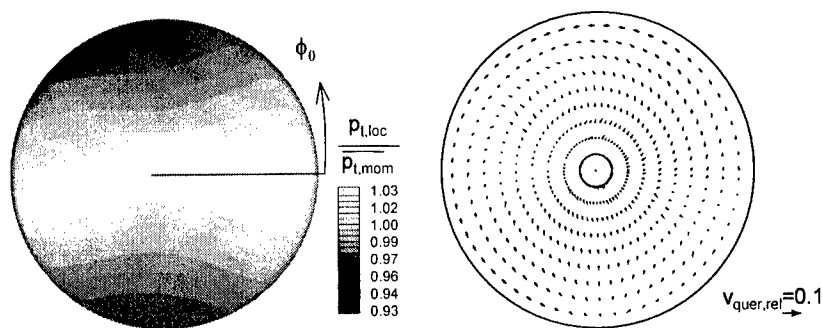


Abb. 7.28: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_1=2.0$ : Bezogener Totaldruck und Quergeschwindigkeiten, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

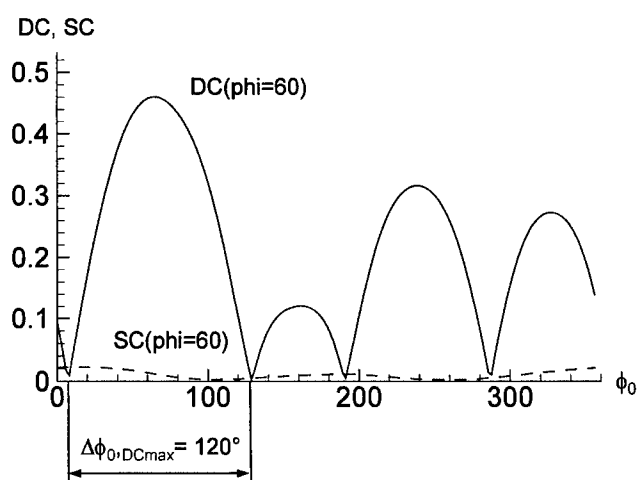


Abb. 7.29: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l = 1.5$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

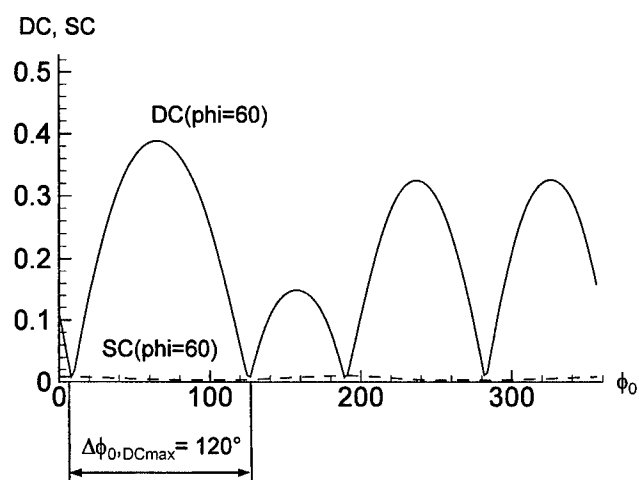


Abb. 7.30: Verlängerung Originalgeometrie,  $S_l = 2.0$ : Verlauf der Störparameter, Rechnung FINE/Turbo, Standard k- $\epsilon$ -Modell

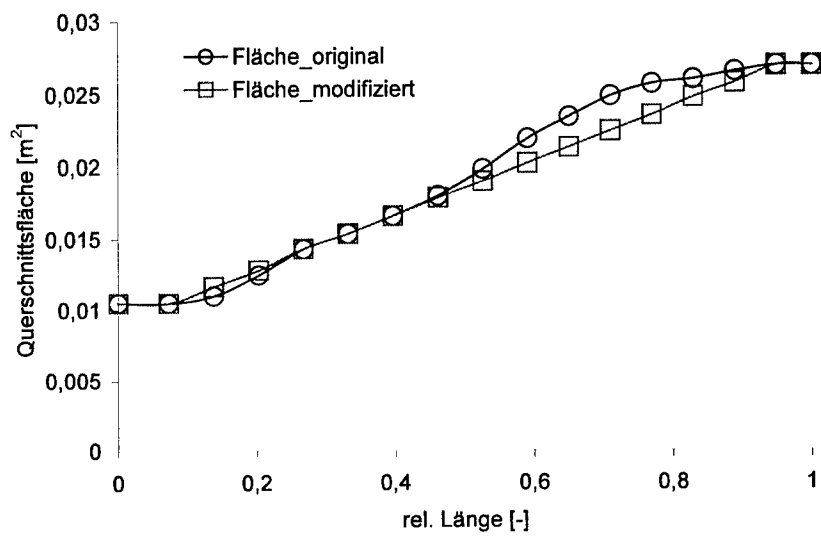


Abb. 7.31: Modifikation des Flächenverlaufs

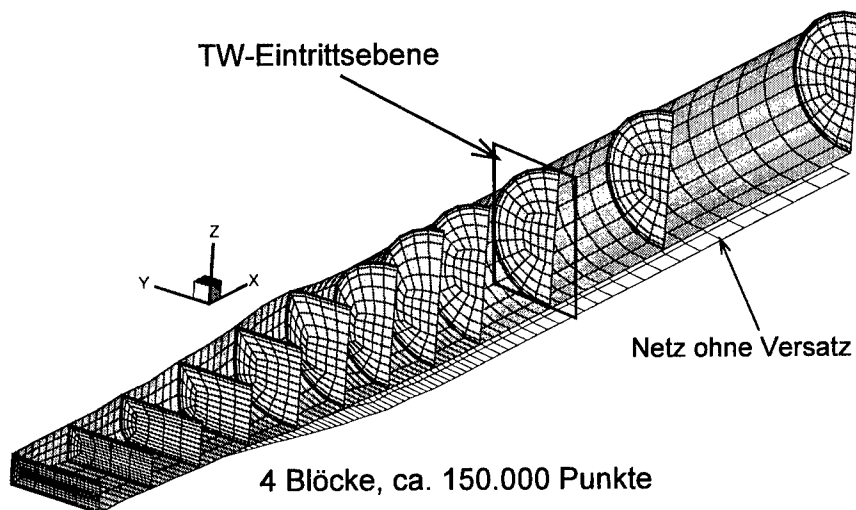


Abb. 7.32: Modifikation des Flächenverlaufs: Rechnernetz, symmetrischer Verlauf

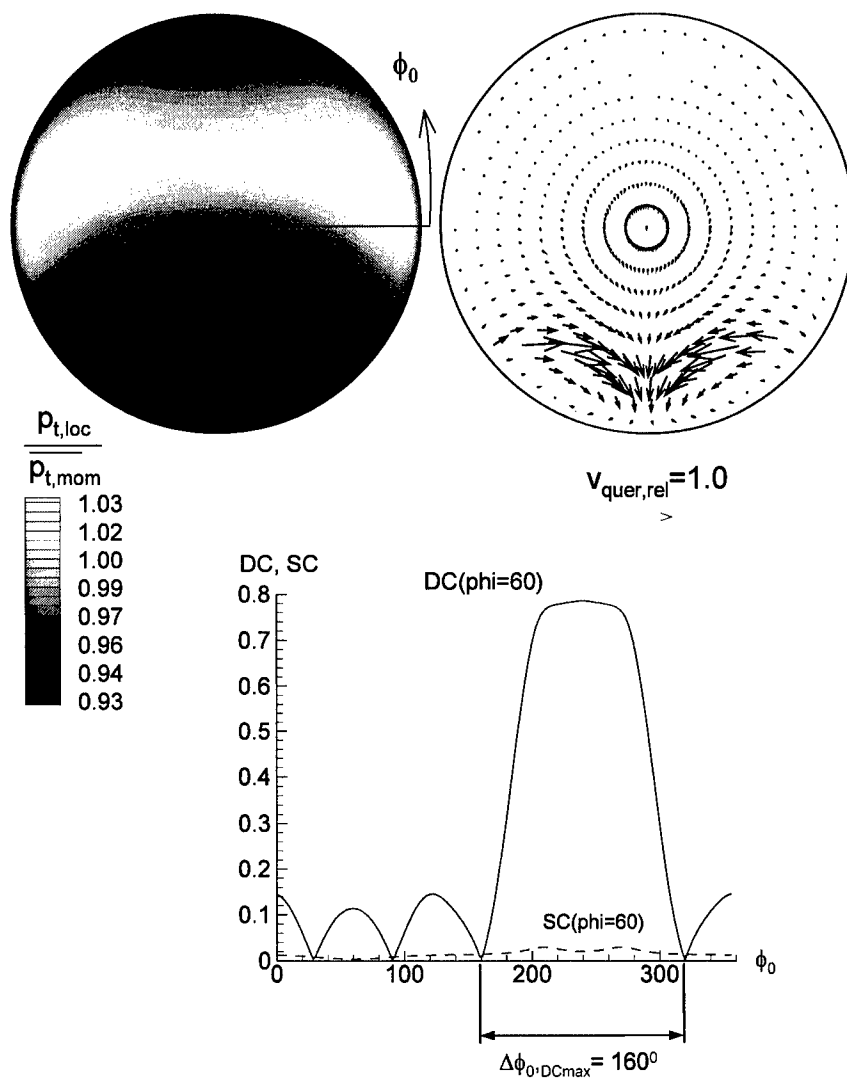


Abb. 7.33: Modifikation des Flächenverlaufs, ohne Versatz,  $S_l=1.0$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter

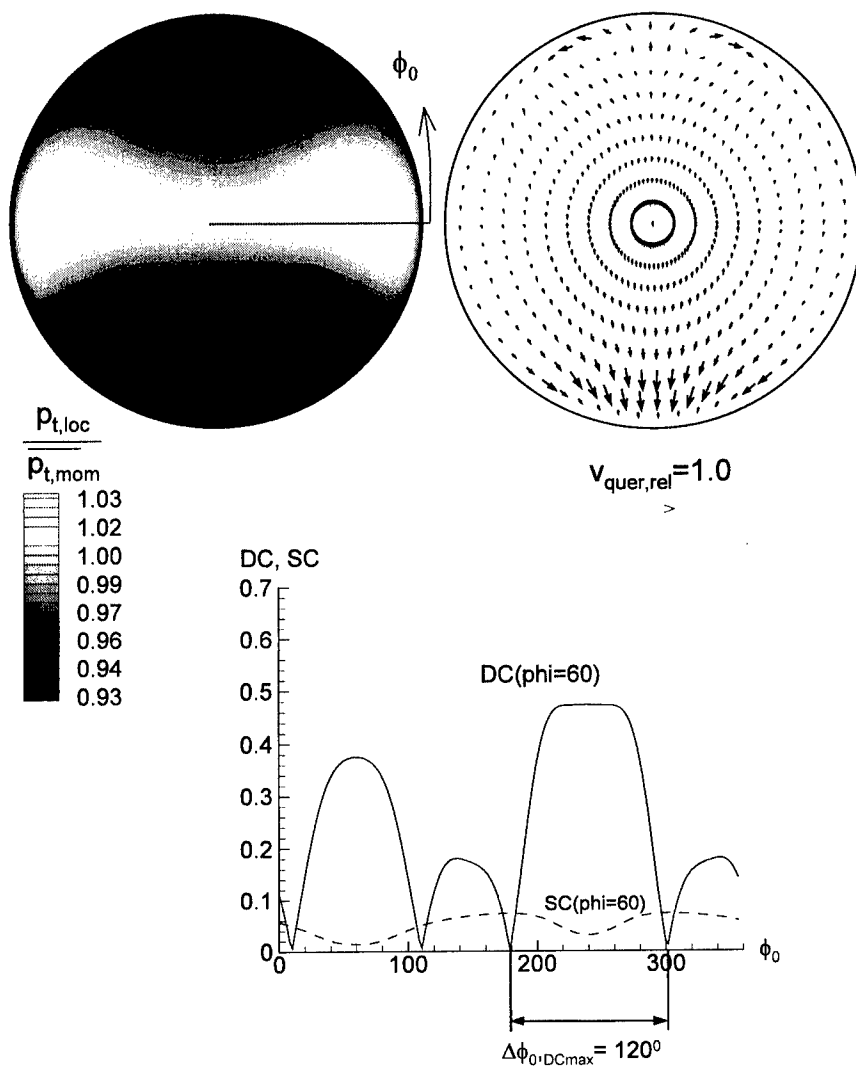
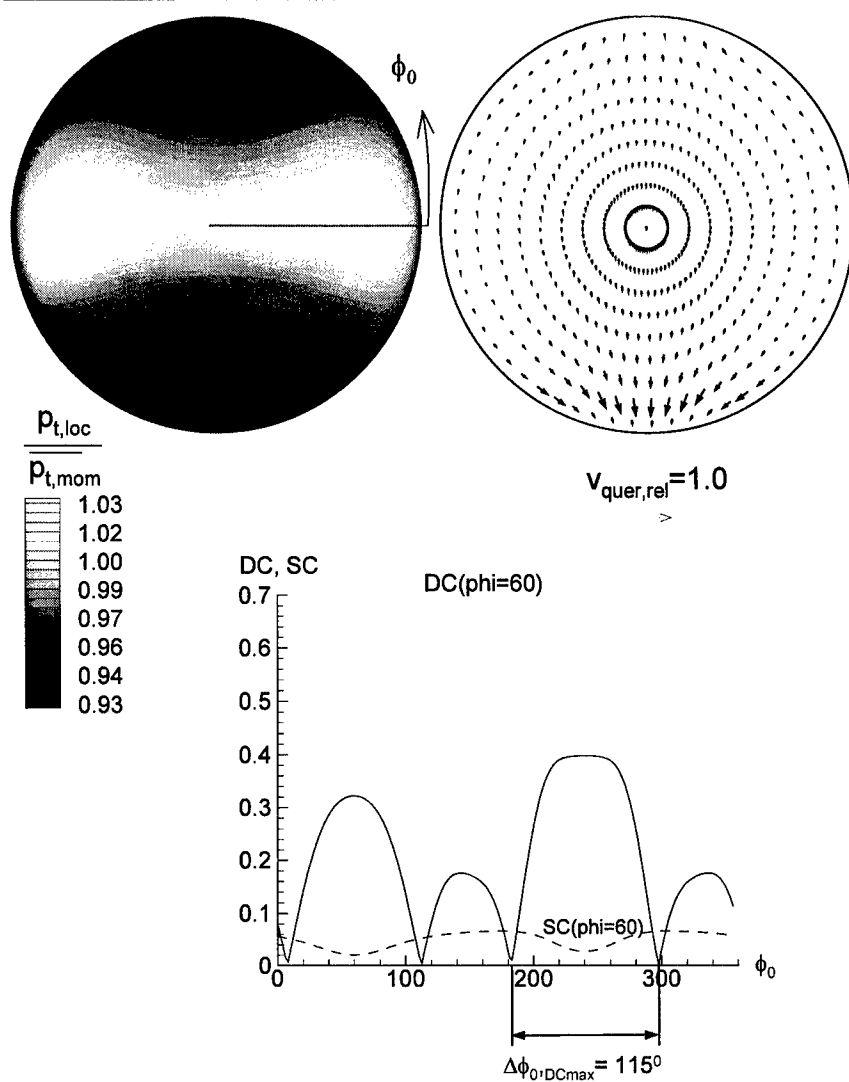


Abb. 7.34: Modifikation des Flächenverlaufs, mit Versatz,  $S_1=1.0$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter



**Abb. 7.35:** Modifikation des Flächenverlaufs, mit Versatz,  $S_l = 1.5$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter

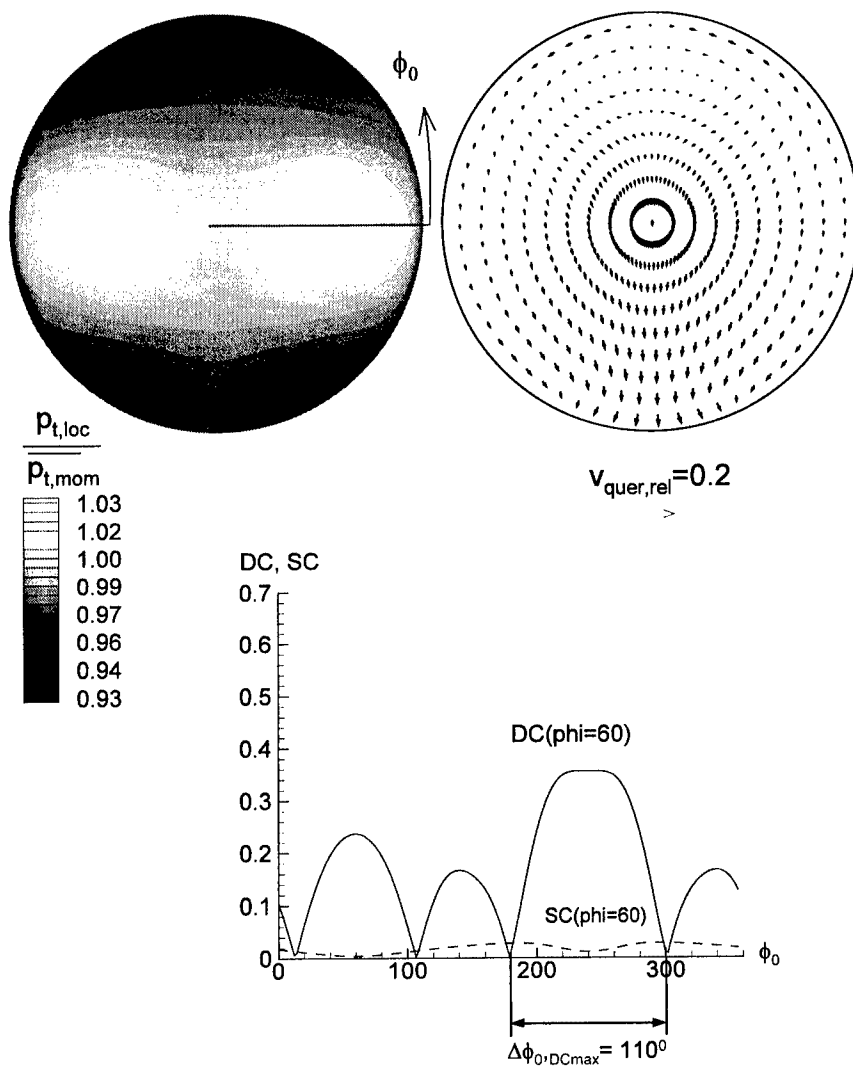
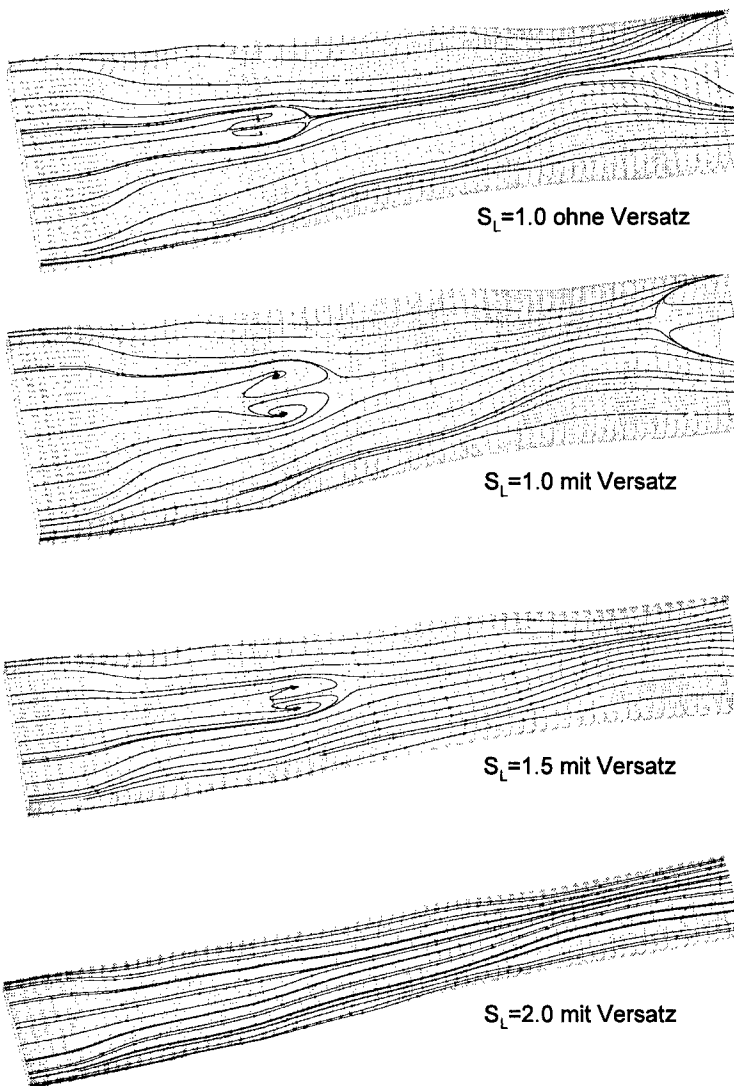


Abb. 7.36: Modifikation des Flächenverlaufs, mit Versatz,  $S_l = 2.0$ : Bezogener Totaldruck, bezogene Quergeschwindigkeiten, Störparameter





**Abb. 7.37:** Modifikation des Flächenverlaufs, wandnahe Stromlinien, Darstellung des vollständigen Kanals

;~))

---

## Lebenslauf

### Persönliche Daten

Name: Norbert Reinhold Schmid  
Geburtsdatum: 22. Mai 1969  
Geburtsort: München  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familienstand: ledig

### Schulausbildung

1975 - 1979 Grundschule an der Balanstraße, München  
1979 - 1988 Asam-Gymnasium, München

### Wehrdienst

1988 - 1989 1./Panzerartilleriebataillon 565, München

### Studium

1989 - 1995 Studium des Maschinenwesens, Technische Universität München  
Vertiefungsrichtung: modifizierter allgemeiner Maschinenbau

### Beruflicher Werdegang

1995 - 2000 Wissenschaftlicher Mitarbeiter  
am Institut für Strahlantriebe  
der Universität der Bundeswehr München  
seit 07/2000 Systemberater (System Engineer)  
der Sun Microsystems GmbH